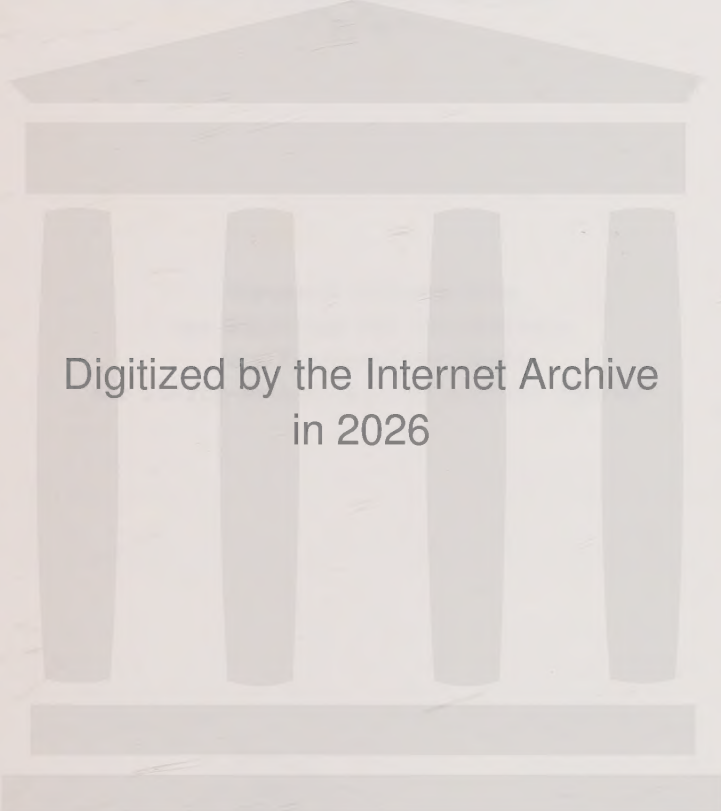


UNTERSUCHUNG DER
VIER-NUKLEONEN-TRANSFERREAKTION
(^{12}C , ^8Be)

Ehrenfried Mathiak

1975



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551911_0007

UNTERSUCHUNG DER
VIER-NUKLEONEN-TRANSFERREAKTION
($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von
Ehrenfried Mathiak
aus Bayreuth
April 1975

1. Berichterstatter : Priv. Doz. Dr. K.A. Eberhard

2. Berichterstatter : Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 1975



Z U S A M M E N F A S S U N G

Mit der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an den Targetkernen ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{54}Fe und ^{58}Ni wurden Vier-Nukleonen-Korrelationen untersucht. Der teilcheninstabile ^8Be -Kern wurde durch die beiden koinzident gemessenen α -Teilchen aus dem ^8Be -Zerfall nachgewiesen. Der effektive Raumwinkel betrug ca. 0.3 bis 0.8 msr. Ein Vielzählersystem aus acht eng aneinandergereihten Rechteckhalbleiterzählern hoher Nachweiswahrscheinlichkeit wurde entwickelt. Dieses System registriert Koinzidenzen zwischen beliebigen Detektorkombinationen und besitzt für die in Richtung der Detektoren gestreuten $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Kerne eine Nachweiswahrscheinlichkeit bis zu 15%.

Die gemessenen $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Teilchenspektren zeigen, daß die untersuchten Restkerne (mit Ausnahme von ^{30}Si und ^{52}Ti) stark selektiv angeregt werden. Ein Vergleich mit den Reaktionen ($^6\text{Li}, d$), ($^7\text{Li}, t$), ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$), ($^{18}\text{O}, ^{14}\text{C}$), ($^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O}$) zeigt deren analoge Selektivität. Die DWBA Analyse der gemessenen Winkelverteilungen ergibt folgendes Bild:

Mit Ausnahme der Reaktion an ^{12}C - und ^{16}O -Targetkernen wird eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Rechnungen mit den experimentellen Daten festgestellt. Absolute α -spektroskopische Faktoren wurden für die Grundzustandsbanden in diesen Restkernen bestimmt. Sie nehmen für jede Bande mit zunehmendem Kernspin ab. Die relativen spektroskopischen Faktoren $[S_4(\text{exc.})/(S_4(\text{g.s.}))]$ haben etwa gleiche Werte wie für ($^6\text{Li}, d$)-, ($^7\text{Li}, t$)- und ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktionen.

Untersuchung der Vier-Nukleonen-Transferreaktion ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)

I N H A L T

Seite

ZUSAMMENFASSUNG

I.	EINLEITUNG	1
II.	PROBLEMSTELLUNG	5
1.	Der genealogische Faktor für ^{12}C als ($^8\text{Be} + \alpha$)	5
2.	Der Reaktionsmechanismus	6
3.	Rechnerische Untersuchungen zum Problem der Anregung von Viernukleonenkorrelationen	7
4.	Der Q-Wert-Effekt	7
5.	Aufbruch des Projektils im Kernfeld	7
6.	Zustände unnatürlicher Parität	8
III.	DAS EXPERIMENT	8
1.	<u>Methode des ^8Be-Nachweises</u>	8
a)	<u>Die Kinematik des ^8Be-Zerfalls</u>	8
aa)	Rechnerische Bestimmung von Anregungsenergien und des ^8Be -Emissionswinkels	10
bb)	Darstellung der Kinematik des ^8Be -Zerfalls	12
b)	<u>Der effektive Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ beim Nachweis von ^8Be im Grundzustand.</u>	14
aa)	Die Definition der ^8Be -Nachweiswahrscheinlichkeit W	14
bb)	Berechnung von W aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten PXY für einzelne ^8Be -Richtungen	15
cc)	Das Berechnungsverfahren für PXY	18
c)	<u>Das Meß- und Auswerteverfahren</u>	19
aa)	Meßverfahren	19
bb)	Auswerteverfahren	20
2.	<u>Experimentelle Durchführung</u>	23
a)	<u>Strahl und Target</u>	23
b)	<u>Die Detektoren</u>	25
	Fotografie der Detektorenanordnung	
aa)	Die Begrenzung der Winkelunschärfe	26
bb)	Detektoreigenschaften	27

c) <u>Elektronik</u>	28
Blockschaltbild	
aa) $^8\text{Be}^*$ -Nachweis durch Koinzidenzschaltung zwischen 28 Detektorkombinationen	28
bb) Die charakteristischen Zeitdifferenzen	30
cc) Die Darstellung der Koinzidenz zwischen 28 Detektorkombinationen	31
3. <u>Datenverarbeitung</u>	32
Konfiguration des ONLINE-Rechner-Systems	
a) <u>Datenakkumulation</u>	34
aa) Computerprogramme zur Datenaufnahme	34
bb) Energiebedingung	38
cc) Zweidimensionale Matrix zur Überprüfung der Eichung	38
b) <u>Auswertung der $^8\text{Be}(\text{g.s.})$-Teilchenspektren</u>	39
c) <u>Fehlerbetrachtungen</u>	41
4. <u>Der $^8\text{Be}(\text{g.s.})$-Nachweis und andere konkurrierende Prozesse</u>	43
a) <u>Der eindeutige Nachweis von $^8\text{Be}(\text{g.s.})$</u>	43
b) <u>Die Schwierigkeiten bei der Berechnung der $^8\text{Be}^*(2.9)$-Nachweiswahrscheinlichkeit</u>	46
IV. <u>ERGEBNISSE, ANALYSE UND DISKUSSION</u>	48
Vorbemerkung	
1. <u>DWBA-Analyse der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$-Reaktion</u>	50
a) <u>Eignung des DWBA-Konzepts zur Analyse von $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$</u>	50
aa) DWBA-Einschränkung auf lösbares Dreikörper- problem	50
bb) Unzulänglichkeiten bei der Anwendung des DWBA-Konzepts	51
b) <u>Die Durchführung der DWBA-Rechnungen</u>	52
aa) Der DWBA-Wirkungsquerschnitt	52
bb) Eingabe zur Berechnung der gebundenen Zustands- wellenfunktion	53
cc) Die spektroskopischen Faktoren	55
c) <u>Tabellarische Zusammenfassung der DWBA-Analyse</u>	57
Tabelle IV: Gebundene Zustände, spektroskopische Faktoren	58
Tabelle V: Parameter zum optischen Modell	60

2. <u>($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an leichten Kernen (1p-Schale , Beginn der sd-Schale)</u>	61
Vorbemerkungen	
a) <u>^{12}C ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{16}O</u>	61
aa) Spektren	62
bb) Winkelverteilungen	64
cc) Anregungsfunktionen	65
b) <u>^{16}O ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{20}Ne</u>	76
aa) Spektren	76
bb) Winkelverteilungen	78
3. <u>($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an Kernen der (sd)-Schale</u>	82
Vorbemerkungen	
a) <u>^{24}Mg ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{28}Si</u>	82
aa) Spektren	83
bb) Winkelverteilungen	85
b) <u>^{26}Mg ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{30}Si</u>	92
aa) Spektren	92
bb) Winkelverteilungen	94
c) <u>^{28}Si ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{32}S</u>	97
aa) Spektren	97
bb) Winkelverteilungen	98
Schlußbemerkung zur Reaktion an (sd)-Kernen	
4. <u>($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an Kernen der (fp)-Schale</u>	102
Vorbemerkungen	
a) <u>Auswahl der Targetkerne $^{40}\text{Ca}, ^{48}\text{Ca}, ^{54}\text{Fe}, ^{58}\text{Ni}$</u>	102
aa) Systematik der Quartettbanden	102
bb) Auswahl der Targetkerne mit Hilfe der Systematik der Quartettbanden	104
b) <u>^{40}Ca ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{44}Ti</u>	105
aa) Spektren	105
bb) Winkelverteilungen	106

	<u>Seite</u>
c) $\frac{48}{\text{Ca}} (\frac{12}{\text{C}}, \frac{8}{\text{Be}} \text{ g.s. }) \frac{52}{\text{Ti}}$	110
aa) Spektren	110
bb) Winkelverteilungen	111
d) $\frac{54}{\text{Fe}} (\frac{12}{\text{C}}, \frac{8}{\text{Be}} \text{ g.s. }) \frac{58}{\text{Ni}}$	114
aa) Spektren	114
bb) Winkelverteilungen	115
e) $\frac{58}{\text{Ni}} (\frac{12}{\text{C}}, \frac{8}{\text{Be}} \text{ g.s. }) \frac{62}{\text{Zn}}$	119
aa) Spektren	119
bb) Winkelverteilungen	120

Schlußbemerkung zur Reaktion an (fp)-Kernen

V. DISKUSSION DER DWBA-ANALYSE UND VERGLEICH MIT ANDEREN REAKTIONEN	124
---	-----

Bemerkungen zum α -Transfer

1. <u>Signifikanz der DWBA-Analyse</u>	125
--	-----

Vorbemerkungen

a) <u>Empfindlichkeit der DWBA-Vorhersage auf Änderung des Radius für gebundene Zustände</u>	125
b) <u>Empfindlichkeit der DWBA-Vorhersage auf verschiedene optische Potentialparameter</u>	129

2. <u>$(\frac{12}{\text{C}}, \frac{8}{\text{Be}} \text{ g.s. })$-Reaktion im Vergleich zu anderen Reaktionen</u>	131
---	-----

Vorbemerkung

a) <u>Die α-spektroskopischen Faktoren</u>	131
aa) Leichte Kerne	132
bb) α -Kerne der sd-Schale	133
cc) Kerne der fp-Schale	135

Schlußbemerkung

b) <u>Die selektive Anregung in den Alternativreaktionen</u>	135
aa) Anregung in den Restkernen ^{16}O , ^{20}Ne	136
bb) Grundzustandsbanden und Anregung höherer Niveaus in ^{28}Si , ^{30}Si , ^{32}S , $^{44,52}\text{Ti}$, ^{58}Ni , ^{62}Zn	137
cc) Unterschiedliche Wirkungsquerschnitte	145
c) <u>Struktureffekt oder kinematischer Effekt</u>	146

VI. SCHLUSSBEMERKUNGEN ZUR $(\frac{12}{\text{C}}, \frac{8}{\text{Be}})$ -REAKTION	147
---	-----

Anhang I - III	148
----------------	-----

LITERATURVERZEICHNIS	154
----------------------	-----

I. Einleitung

Beim Studium der Struktur der Atomkerne hat das Schalenmodell großen Erfolg. Dieses Modell beschreibt den Kern als ein System von nahezu nicht miteinander wechselwirkenden Nukleonen in einem mittleren Kernpotential.

Neuere experimentelle Ergebnisse zwischen komplexen Kernen mit Transfer mehrerer Nukleonen haben zu Clustervorstellungen geführt, die im Jahre 1929 mit der Idee Gamows¹⁾, den Kern als eine Ansammlung von α -Teilchen zu behandeln, zum ersten Mal zur Diskussion gestellt wurden. Die vorliegende Arbeit möchte einen Beitrag zu diesen Kernstrukturuntersuchungen liefern.

Das Problem der α -Clusterstruktur kann heute im wesentlichen unter zwei Gesichtspunkten behandelt werden²⁾: Zum einen nimmt man Vierteilchenstrukturen an, die lediglich den Spin S und Isospin T ($S = T = 0$) mit dem α -Teilchen gemeinsam haben. Zum anderen stellt man sich Vierteilchenstrukturen vor, die nicht nur im Spin S und Isospin T α -Teilchen entsprechen, sondern auch als Nukleonengebilde räumlich wie α -Teilchen korreliert sind.

Um zwischen trivialen und „echten“ (lokalisierten) Clustern zu unterscheiden, klassifiziert Arima⁴⁾ Vielteilchenstrukturen in S C H A L E N M O D E L L C L U S T E R und L O K A L I S I E R T E C L U S T E R. Verständlich wird diese Unterscheidung, wenn man bedenkt, daß man auch Schalenmodellzustände nach Zuständen bestehend aus Rumpf und räumlichen α -Teilchen entwickeln kann⁵⁾. So liefern Schalenmodellrechnungen, speziell Elliots SU_3 -Modell, das Clustermodell von Wildermuth und das Brink-Clustermodell z. T. ähnliche Ergebnisse⁴⁾.

Zum Beispiel ergibt eine Schalenmodellrechnung für die Dichteverteilung von ^8Be einen Kern bestehend aus zwei "Dichtehaufen". Diese Verteilung entspricht dem Clustermodell von Brink für ^8Be , wobei man zwei α -Cluster mit einer Größe b ($= 1.36 \text{ fm}$) und dem Abstand d ($= 3.5 \text{ fm}$) annimmt. Ähnliche Werte für b und d ergibt die Schalenmodellrechnung. (siehe Abb. 1)

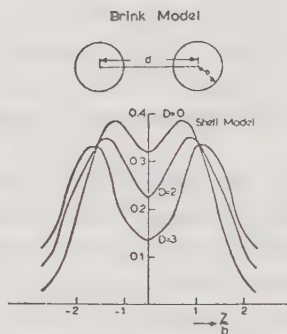


Abb. 1:
Dichteverteilung für
 ^8Be entlang der z-Achse
 $b = 1.31 \text{ fm}$ (aus Ref. 4)

SCHALENMODELLCLUSTER sind Schalenmodellkonfigurationen, dargestellt durch $(\Lambda 0)$ in der SU_3 -oder [4] in der SU_4 -Gruppe. LOKALISIERTE CLUSTER sind Gebilde, die entweder vom übrigen Kern weiter entfernt sind ("d") oder einen anderen Größenparameter "b" besitzen, als man aus Rechnungen mit einer Schalenmodellbasis für den Grundzustand als Wert "d" und "b" erhält.

Die Clustervorstellung hilft, bestimmte Eigenschaften des Kerns verständlicher und physikalisch durchsichtiger zu erklären als eine Schalenmodellbeschreibung, bei der man die Lokalisierung nur dann erreicht, wenn man zur Schalenmodellbasis für den Grundzustand auch andere, angeregte Schalenmodellzustände beimischt. So läßt sich z.B. mit Hilfe der Clustervorstellung nach Wildermuth ^{5,6)} der Kern übersichtlich in drei Gebiete - je nach Stärke der Überlappung der Cluster - aufteilen.

● Proton

○ Neutron


 α -Cluster

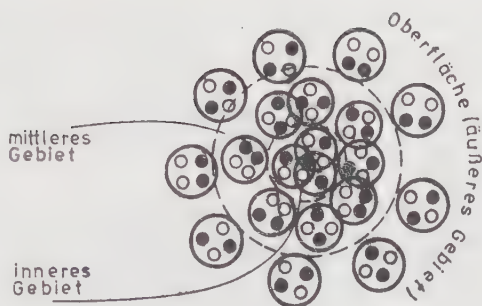


Abb. 2: Einteilung des Kerns nach Wildermuth

Nur im Ä U S S E R E N G E B I E T - also an der Kernoberfläche - unterscheiden sich die Cluster nicht wesentlich von freien Teilchen; denn man kann hier annehmen, daß der gegenseitige Abstand der Cluster etwas größer als die Reichweite der Kernkräfte ist. Nur über die Coulombkräfte werden die Cluster wechselwirken.

Da Schwerionentransferreaktionen - wie ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$) - hauptsächlich an der Oberfläche lokalisiert sind, könnte man demnach mit der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion Cluster als quasi-freie Teilchen studieren.

Zwar sind die Clustervorstellungen für die Anschauung hilfreich, doch ist ihre Anwendung wesentlich dadurch beschränkt, daß nur Eigenschaften, die mit der Clusterstruktur zusammenhängen, beschrieben werden können.

Ergebnisse aus Untersuchungen von Schwerionenreaktionen haben im Jahre 1971 die Diskussion von Clustervorstellungen wieder belebt: Die Quartetts - eine Vierteilchenstruktur, die mit dem α -Teilchen nur Spin und Isospin gemeinsam hat - fand durch die Untersuchungen der ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) - Reaktion an Kernen in der Calcium und Nickel-gegend starkes Interesse³⁾. In diesem Fall wäre es z.B. möglich,

daß die selektive Anregung bestimmter Zustände im Restkern auf dessen Clusterstruktur beruht.

Die Problematik der Anregung von Vier-Nukleonen-Korrelationen in Vier-Nukleonen-Transferreaktionen macht weitere Experimente notwendig ⁷⁾.

(⁶Li,d)- und (⁷Li,t)-Reaktionen an schweren Kernen haben aufgrund der unterschiedlichen Massen im Ein- und Ausgangskanal Drehimpulsfehlانpassung. Darum bieten sich (²⁰Ne, ¹⁶O)- oder (¹²C, ⁸Be_{g.s.})-Reaktionen als Alternative zu (¹⁶O, ¹²C)-Reaktionen an. Da ein intensitätsreicher Strahl negativer ²⁰Ne-Ionen zur Beschleunigung in einem Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger nicht herstellbar ist, wurde die (¹²C, ⁸Be_{g.s.})-Reaktion gewählt.

Der bei letzterer Reaktion entstehende, teilcheninstabile ⁸Be-Kern zerfällt innerhalb von $T_{1/2} = 10^{-16}$ sec in zwei α -Teilchen. Wegen der relativ geringen Aufbruchenergie (0.094 MeV) im Vergleich zur kinetischen Energie (≈ 30 MeV) der ⁸Be-Kerne fliegen die beiden α -Teilchen mit einem Winkel $\lesssim 7^\circ$ auseinander und können in entsprechend aufgestellten α -Detektoren koinzident nachgewiesen werden.

Die große Wahrscheinlichkeit für ¹²C als (⁸Be_{g.s.} + α) macht den gewünschten α -Transfer zur Anregung von α -Clusterzuständen wahrscheinlicher als für das Projektil ¹⁶O.

Da - wie für Vier-Nukleonen-Transfer in Schwerionenreaktionen typisch - die Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von [Mikrobarn/sr] liegen, wurde ein Vielzählersystem mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit entwickelt und mit Hilfe einer Acht-Zähler-Anordnung in einer Messung die (¹²C, ⁸Be_{g.s.})-Reaktion für sieben Winkel gemessen.

Ein Hauptbestandteil der vorliegenden Arbeit ist daher die Entwicklung der experimentellen Meßtechnik für den Nachweis von ⁸Be-Kernen.

II. Problemstellung

Die kritische Diskussion der Interpretation der experimentellen Ergebnisse aus den (^{16}O , ^{12}C)-Reaktionen an Kernen der 1f7/2 Schale war Anlaß der vorliegenden Untersuchung.

Die (^{16}O , ^{12}C)-Ergebnisse sind in Übersichtstabelle I zusammengestellt (siehe Anhang) und lassen sich mit der Quartettvorstellung verstehen. Man muß jedoch dabei annehmen, daß die Reaktion über einen α -Transfermechanismus abläuft.

Robson stellte jedoch fest, daß diese Annahme nicht gesichert ist ⁷⁾.

1. Der genealogische Faktor für ^{12}C als ($^8\text{Be} + \alpha$)

Ein α -Transfermechanismus ist nur dann sehr wahrscheinlich, wenn das Projektil eine große Wahrscheinlichkeit besitzt, als gebundener Zustand aus einem α -Teilchen und dem übrigen Kern zu existieren.

Da ^{16}O als ($^{12}\text{C}_{\text{g.s.}} + \alpha$) und ($^{12}\text{C}_{4.4 \text{ MeV}} + \alpha$) existieren kann, muß man bei der (^{16}O , ^{12}C)-Reaktion mit der Überlagerung zweier α -Transferarten rechnen, was die Interpretation der Spektren erschwert und klare Aussagen verhindern kann.

Die (^{12}C , ^8Be)-Reaktion ist geeigneter: Man kann nämlich - wie in der vorliegenden Untersuchung geschehen - aufgrund der kinematischen Energieverhältnisse des ^8Be -Aufbruchs ^8Be im Grundzustand eindeutig identifizieren. Die Schwierigkeiten aus der gegenseitigen Anregung von Restkern und nachgewiesenem Teilchen - ein allgemeines Problem bei Schwerionenreaktionen - werden dabei umgangen.

Gemäß der Kritik Robsons darf bei Untersuchung der (^{12}C , $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion aber keineswegs stillschweigend α -Transfermechanismus angenommen werden.

Vor einer vorsichtigen, qualitativen Diskussion möglicher Clusterstruktureffekte im Kern ist eine möglichst umfassende Klärung des Reaktionsmechanismus unerläßlich.

2. Der Reaktionsmechanismus

Die (^{16}O , ^{12}C)-Reaktion zeigt wie schwierig es ist, befriedigende Aussagen über den Reaktionsmechanismus zu machen:

So findet man in den ^{12}C -Spektren der (^{16}O , ^{12}C)-Reaktion, teils Zustände die 4.4 MeV von einander entfernt sind, teils jedoch keinerlei Korrelationen dieser Art. Ein befriedigender Schluß aus dieser Tatsache ist, daß der Viernukleonentransfer mit (^{16}O , ^{12}C) zumindest in den Fällen ohne diese Korrelationen nicht über einen α -Transfer stattfindet. Diese Folgerung ist mit den Erwartungen aus der experimentell bestimmten "Fraktionierung" von ^{16}O in ($^{12}\text{C} + \alpha$)_{4.4} im Einklang.

Die (^{16}O , ^{12}C)-Reaktion zeigt u.a. eine typische Eigenschaft des direkten Reaktionsmechanismus:

Der Wirkungsquerschnitt im gemessenen Winkelbereich bis 60° fällt sehr stark mit dem Winkel ab.

Wie bei vielen anderen Schwerionenreaktionen ist der sehr ähnliche Verlauf aller (^{16}O , ^{12}C)-Winkelverteilungen schwach bzw. gar nicht strukturiert. (Ausnahme: O^+ - Grundzustand!)

Reaktionen mit Compoundkernbildung müßten einen flacheren Verlauf ergeben.

Die selektive Anregung des Restkerns wäre auch über einen Compoundkern-Mechanismus denkbar, wenn man annimmt, daß im Restkern vornehmlich Zustände mit hohem Drehimpuls bevölkert werden ⁷⁾.

Diese würden wegen ihrer geringen Niveaudichte als isolierte Gruppen im Teilchenspektrum auftreten. Bedenkt man, daß in Restkernen aus den Schwerionenreaktionen ^{13,14,15)} (^{16}O , ^{14}N) und (^{12}C , ^{10}B) besonders die Zustände mit hohen Spinwerten (5^+ , 7^+) bevölkert werden, ist obige Annahme vertretbar. Zustände mit hohem Drehimpuls sind natürlich nicht notwendig Quartettzustände. Die Annahme einer Compoundkernbildung könnte durch stark ansteigenden Wirkungsquerschnitt bei zunehmenden Rückwärtswinkeln bestätigt werden. Solche Messungen sind aufgrund der geringen Energie des auslaufenden Teilchens schwierig.

3. Rechnerische Untersuchungen zum Problem der Anregung von Vier-Nukleonen-Korrelationen

"Mikroskopische Rechnungen" zum Problembereich der Anregung von Vier-Teilchen-Korrelationen durch Vier-Teilchen-Transfer brachten folgendes Ergebnis:

Bonche (et al.^{16,17,18}) stellte durch seine Rechnungen für den Wirkungsquerschnitt eines Vier-Teilchen-Transfers extrem große Empfindlichkeit auf die Schalenmodellkonfigurationen eines j_e_d_e_n der vier transferierten Nukleonen fest. Er verlangte in seinen Rechnungen nicht, daß sich die transferierten Nukleonen zueinander im S-Zustand befinden. In extremen Fällen ändert sich bereits der berechnete Wirkungsquerschnitt um 1 : 1 Million, wenn 5 % einer anderen Schalenmodellwellenfunktion zur ursprünglichen Konfiguration beigemischt wurden.

Doch konnte er zeigen, daß seine mikroskopischen Konfigurationen, für die er große Wirkungsquerschnitte bei (^{16}O , ^{12}C) errechnete, einen großen Überlapp mit bestimmten vorausgesagten Quartett-konfigurationen besitzen.

4. Der Q-Wert-Effekt

Besondere Vorsicht bei der Analyse der Reaktionskinematik ist wegen des Q-Wert-Effekts^{19,20,21}) notwendig.

Die starke Variation des Wirkungsquerschnitts der Schwerionenreaktionen an Kernen innerhalb einer Isotopenreihe kann zum Teil als äußerst empfindliche Q-Wert-Abhängigkeit der verschiedenen Reaktionen erklärt werden. Diese besagt:

Zustände mit Q-Werten in der Nähe des optimalen Q-Wertes werden stark angeregt, d.h., nur in einem schmalen Q-Wert-Fenster findet die Reaktion mit großem Wirkungsquerschnitt statt.

5. Aufbruch des Projektils im Kernfeld

Ein weiteres Problem bei der Behandlung des Reaktionsmechanismus ist der Aufbruch des Projektils im (Coulomb- und Kern-) Kraftfeld¹⁹) des Targetkerns, z.B. ^{16}O in $^{12}\text{C} + \alpha$ (ohne Transfer des α -Teilchens). So fragt sich auch bei der Reaktion (^{12}C , ^8Be), welche Rolle ein entsprechender Aufbruch des ^{12}C -Kerns spielt.

6. Zustände unnatürlicher Parität

Aussagen über den Reaktionsmechanismus kann man mit Hilfe der Beobachtung von Zuständen unnatürlicher Parität machen. Die Anwesenheit von Zuständen, die aufgrund der Auswahlregeln für den Transfer eines α -Teilchens verboten sind (siehe auch Ref. 22), sagt, daß die vier Nukleonen n i c h t in einem Einstufenprozeß als Cluster transferiert werden, sondern einzeln in mehreren Stufen - oder, falls ein α -Cluster vorhanden ist - dessen Symmetrie beim Transfer aufgebrochen wird.

Wegen der erwähnten Probleme im Verständnis des Viernukleonen-transfers mit komplexen Kernen ist es demnach schwer, eindeutige Schlüsse aus dem Viernukleonentransfer ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$) auf die Anregung von Vier-Nukleonen-Korrelationen zu ziehen.

III. Das Experiment

Im ersten Abschnitt wird ein Überblick über die angewandte Methode des Nachweises von ^8Be gegeben und dabei die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit von $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ beschrieben. Im zweiten und dritten Abschnitt werden experimentelle Einzelheiten zum mechanischen und elektronischen Aufbau angegeben, ebenso zur Datenbehandlung und zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte.

Im letzten Abschnitt wird mit Hilfe experimenteller Ergebnisse bewiesen, daß trotz der zu ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) konkurrierenden Reaktionen der Nachweis von $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ eindeutig ist. Außerdem wird die Nachweiswahrscheinlichkeit von $^8\text{Be}^*$ abgeschätzt.

III.1 Methode des ^8Be -Nachweises²³⁾

a) Die Kinematik des ^8Be -Zerfalls

Die Lebensdauer des $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Kerns von einigen 10^{-16} sec. genügt, um den ^8Be -Kern während der Reaktion als stabiles Teilchen anzusehen.

Bei einer kinetischen Energie von 30 MeV im Laborsystem fliegt es einige tausendstel Mikrometer ($\approx 3 \cdot 10^{-7}$ cm) im Target weiter.

Dieser zwar sehr kurze Flugweg ist gegenüber dem Kernradius (und damit gegenüber der Reichweite der Kernkräfte) von einigen Fermi ($R \approx 6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$) wesentlich größer.

Der ^8Be -Kern im Grundzustand (0^+) zerfällt isotrop. Dabei wird die Bindungsenergie $B = 94 \text{ keV}$ frei.

Das Geschwindigkeitsdiagramm für diesen Fall ist in Abb. 3 a,b dargestellt.

Abb. 3a:

Nachweis des
 ^8Be -Kerns durch zwei
Detektoren

BZ: Zählerbreite

Z: proj. Zählerbreite
auf Zählerebene
XY

θ_{12} : Reaktions-
winkel des
 ^8Be -Kerns

(aus Ref. 25)

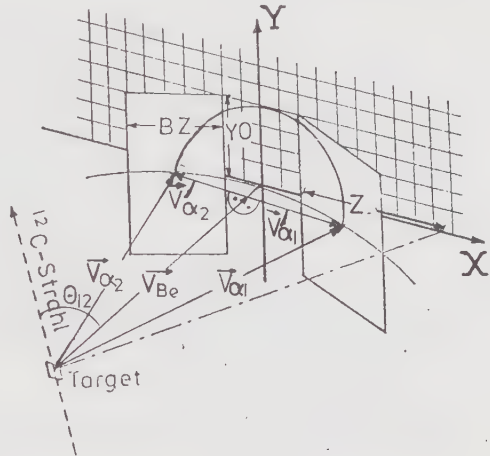
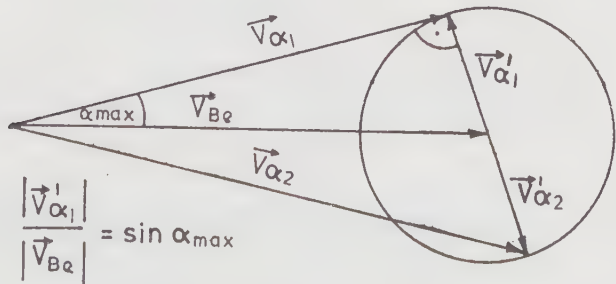


Abb. 3b:

Geschwindig-
keitsdiagramm
zum ^8Be -Auf-
bruch

im Labor-
system



Alle α -Teilchen aus dem Zerfall der ^8Be -Kerne, die mit einer bestimmten Energie in Richtung des Winkels θ_{12} fliegen, bilden im Laborsystem einen Kegel mit dem maximalen Öffnungswinkel:

$$\alpha_{\max} = \arcsin \sqrt{\frac{B}{E_{\text{Be}} (\text{LAB})}} \quad (1)$$

In der vorliegenden Untersuchung wurde ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ von $E_{\text{Be}}(\text{LAB}) \approx 10 \text{ MeV}$ bis $E_{\text{Be}}(\text{LAB}) \approx 65 \text{ MeV}$ nachgewiesen.

Der maximale Öffnungswinkel α_{max} des Kegels liegt darum zwischen 2° und 6° .

aa) Rechnerische Bestimmung von Anregungsenergien und des ${}^8\text{Be}$ -Emissionswinkels²⁴⁾

Die Winkel Θ_1 und Θ_2 , unter denen die kinetischen Energien T_1 und T_2 der beiden α -Teilchen gemessen werden, sind durch die Position der beiden Detektoren (mit der Winkelauflösung $\Delta\Theta_1$ und $\Delta\Theta_2$ der Blenden vor den Detektoren) gegeben. (Abb. 3a) Der Reaktionswinkel Θ_{12} und die Anregungsenergie E_{12} des ${}^8\text{Be}$ -Kerns und E_N des Restkerns lassen sich aus den gemessenen Energien T_1 , T_2 und den Winkeln Θ_1 , Θ_2 berechnen, wenn man die bekannten Werte der relativistischen Masse A_b des Projektils, der Masse A_t des Targetkerns und der Masse der beiden α -Teilchen A_1 , A_2 benutzt. Außerdem ist der Q-Wert Q_0 der Reaktion $A_t ({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) X_{\text{g.s.}}$ bekannt.

Die Beziehungen zwischen diesen Größen seien nachfolgend aufgeführt.

$$E_{12} = A_{12} - A_1 - A_2 \quad (\text{Massen in MeV}/c^2) \quad (2)$$

A_{12} : relativistische Gesamtmasse des gebundenen Zustands aus $(\alpha_1 + \alpha_2)$

$$E_N = A_0 - A_b - A_t - E_{12} \quad (3)$$

A_0 : relativistische Gesamtmasse des Systems aus Gerüst und Target

$$\Theta_{12} = \arctan \left[\frac{(P_1 \sin \Theta_1 + P_2 \sin \Theta_2)}{(P_1 \cos \Theta_1 + P_2 \cos \Theta_2)} \right] \quad (4)$$

(siehe Abb. 4)

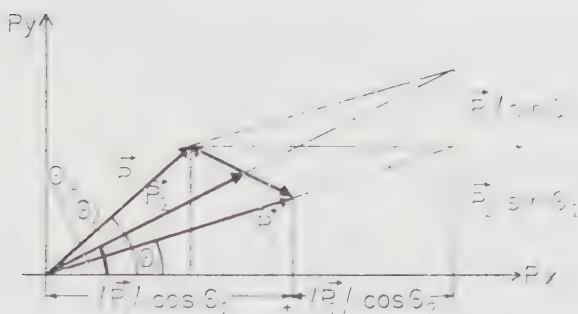


Abb. 4: Impulsdiagramm des ^8Be -Zerfalls

Die relativistische Gesamtenergie W_{12} des Systems aus den beiden α -Teilchen beträgt:

$$W_{12} = (T_1 + A_1) + (T_2 + A_2)$$

Das Betrags-Quadrat des relativistischen Gesamtimpulses des erwähnten Systems ($\alpha_1 + \alpha_2$) berechnet sich nach: (siehe Abb. 4)

$$P_{12}^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 P_2 \cos (\theta_1 - \theta_2)$$

wobei die Quadrate der relativistischen Impulse für α_1 und α_2 sind:

$$P_1^2 = T_1 (T_1 + 2A_1)$$

$$P_2^2 = T_2 (T_2 + 2A_2)$$

Andererseits läßt sich P_{12}^2 auch aus folgender Differenz berechnen:

$$P_{12}^2 = W_{12}^2 - A_{12}^2$$

Die relativistische Gesamtmasse des Systems aus den beiden α -Teilchen ($\alpha_1 + \alpha_2$) ergibt sich zu:

$$A_{12} = \sqrt{W_{12}^2 - P_{12}^2}$$

Die relativistische Gesamtmasse im System aus Target und Projektil berechnet sich nach:

$$A_0 = [(A_b + A_t)^2 + 2A_t T_b]^{1/2}$$

Mit diesen Formeln aus einer Arbeit von Braithwaite ²⁴⁾ lassen sich schließlich die interessanten Größen E_N , E_{12} und Θ_{12} berechnen und zwar nur aus den bei der Messung bekannten Größen T_1 , T_2 , Θ_1 , Θ_2 , A_b , A_t , A_1 , A_2 .

bb) Darstellung der Kinematik des ^8Be -Zerfalls

Braithwaite entwickelte ein Programm ²⁴⁾ zur relativistischen Behandlung der Kinematik für drei Teilchen im Endzustand nach der Reaktion (BODY 3). Mit Hilfe dieses Programms berechnete J.G.Cramer E_{12} und E_N für die $(^{12}\text{C}, \alpha\alpha)$ -Reaktion. Die Ergebnisse für die Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}) ^{16}\text{O}$ sind in Abb. 5 dargestellt. Die ^{12}C -Strahlenenergie beträgt 65 MeV, das Detektorpaar 6/7 steht bei den Winkeln $\Theta_6 = 12.5^\circ$, $\Theta_7 = 7.5^\circ$.

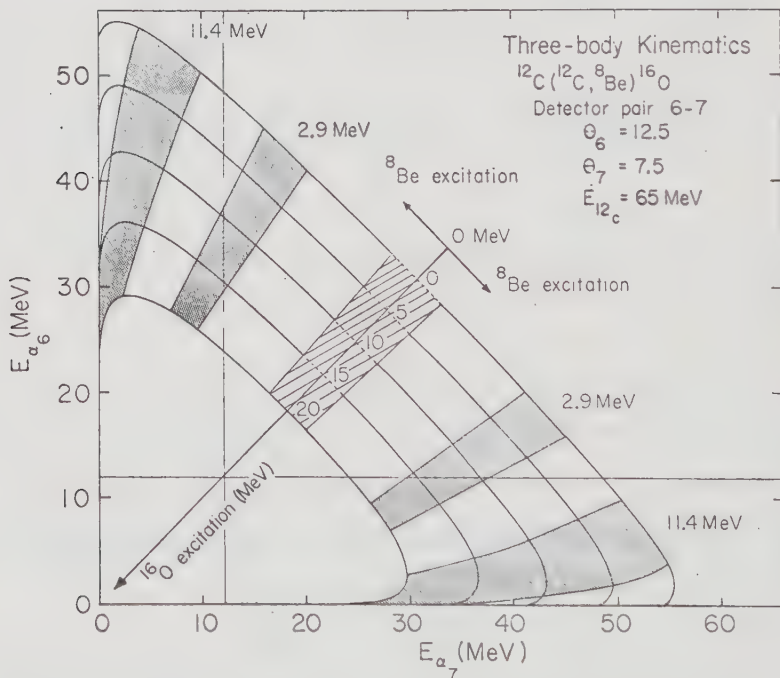


Abb. 5: Darstellung der α -Teilchenenergien, die im Detektorpaar 6/7 gemessen werden können, für die Drei-Körper-Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, \alpha\alpha) ^{16}\text{O}$

In der Abbildung beziehen sich die durchgezeichneten Kurven auf jeweils eine bestimmte Anregungsenergie E_N im Restkern ^{16}O . (0. MeV, 5 MeV, 10 MeV, 15 MeV, 20 MeV), während die Energie E_{12} in ^8Be frei variiert. Da es aber nur ganz bestimmte Anregungsenergien in ^8Be gibt (0.0 MeV, 2.9 MeV, 11.4 MeV), sind nicht alle $(E\alpha_6, E\alpha_7)$ -Werte auf der durchgezogenen Kurve möglich. Die gestrichelten bzw. schattierten Gebiete wurden unter Berücksichtigung der Geometrie des Detektorpaares eingezeichnet. Für den Grundzustand in ^8Be wurde angenommen, daß die Winkelauflösung $\Delta\theta_6$ und $\Delta\theta_7$ der Detektoren gerade so ist, daß der gesamte $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ Zerfallskegel für den Winkel θ_{12} überstrichen wird. So kennzeichnet das straffierte Gebiet alle die $(E\alpha_6, E\alpha_7)$ Energiewertepaare, die das Detektorpaar 6/7 zum $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Zerfall mißt.

Für die ^8Be -Anregung von 2.9 MeV wird vom Detektorpaar nur ein Teil des Zerfallskegels erfaßt, so daß nur ganz bestimmte - hier schattiert gezeichnete - $(E\alpha_6, E\alpha_7)$ Tupel gemessen werden. Gleiches gilt für die ^8Be -Anregung von 11.4 MeV.

Da vor den Detektoren Schutzfolien befestigt sind, werden hier α -Teilchen mit einer kinetischen Energie unter 11 MeV bereits in der Folie gestoppt, d.h. $\alpha\alpha$ -Koinzidenzen mit der Energie eines α -Teilchens unter 11 MeV werden unterdrückt. Das ist in Abb. 5 durch die achsenparallelen Linien gezeigt.

Durch die Differenz der gemessenen $E\alpha_6, E\alpha_7$ -Energien kann man $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ von $^8\text{Be}_{2.9 \text{ MeV}}$ unterscheiden. Letztere Möglichkeit ist ein besonderer Vorteil des entwickelten Detektorsystems.

b) Der effektive Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ beim Nachweis von ^8Be im Grundzustand

aa) Die Definition der ^8Be -Nachweiswahrscheinlichkeit W

Die beiden aktiven Flächen F_1, F_2 des Detektorpaares zusammen mit der dazwischenliegenden Totschicht T haben den geometrischen Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{geo}}$ (siehe Abb. 7 unten rechts) .

$$\Delta\Omega_{\text{geo}} = 4 F / R^2; \quad 4F = F_1 + T + F_2 \quad (5)$$

Von den ^8Be -Kernen, die in den Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{geo}}$ fliegen, können nur die nachgewiesen werden, deren zwei α -Teilchen in je einen Detektor koinzident einfallen. Es wird ein effektiver Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ angegeben, dessen Wert unmittelbar den wirksamen Raumwinkel in Steradian darstellt; auf diesen Wert bezieht sich der experimentell beobachtete Wirkungsquerschnitt.

Dieser effektive Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ ist ein Prozentsatz vom geometrischen Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{geo}}$. Diesen Prozentsatz nennt man in der englischsprachigen Literatur " E f f i c i e n c y " .

J.Stettmeier ²⁵⁾ entwickelte im Rahmen seiner Diplomarbeit ein Programm zur Berechnung dieser Efficiency. (E F I 2 , E V A 2)

An dieser Stelle sollen nur allgemeine Gesichtspunkte und die Methode der Berechnung der Efficiency besprochen werden. Einzelheiten, Berechnungsformeln und genaue Ableitungen finden sich in der erwähnten Diplomarbeit.

Die Efficiency oder Nachweisrate ist nicht nur von der Größe der aktiven Detektorflächen abhängig, sondern auch von deren Orientierung bezüglich des Zerfallkegels. Bei fester Detektorengeometrie hängt die Nachweisrate von dem maximal möglichen Öffnungswinkel des Kegels $2\alpha_{\text{max}}$ ab und dadurch von der ^8Be -Energie.

Folglich ist die Nachweisrate für die Reaktion $A(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})B$ über die erwähnten kinematischen Beziehungen eine Funktion des ^8Be -Streuwinkels θ_{12} , der ^{12}C -Strahl-Energie und der Anregung im Restkern B. Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der Nachweisrate von der $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Energie bei der angegebenen Detektorgeometrie.

Abb. 6:--

Abhängigkeit
der Nachweis-
wahrschein-
lichkeit von
der $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -
Energie :

Blendenbreite BZ

und Höhe H:

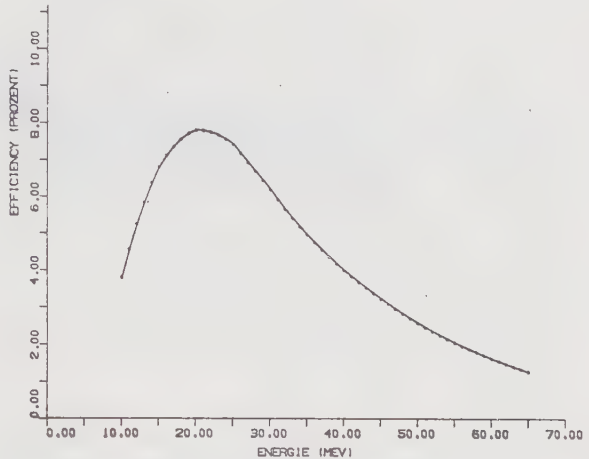
BZ = 8mm; H=22,6mm

Abstand

Target-Blende:

R = 141 mm, Winkel-

abstand: 6.5°



bb) Berechnung von W aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten PXY
für einzelne ^8Be -Richtungen

Zur Efficiencyberechnung mit E F I 2 bzw. E V A 2 wird (nachdem man in die Zählerebene ein X-Y-Koordinatensystem eingeführt hat) zunächst eine Wahrscheinlichkeitsgröße PXY berechnet.

PXY ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für ^8Be -Kerne, deren Streurichtung die XY-Ebene bei den Koordinaten (X,Y) durchstößt. (siehe auch Abb. 3a)

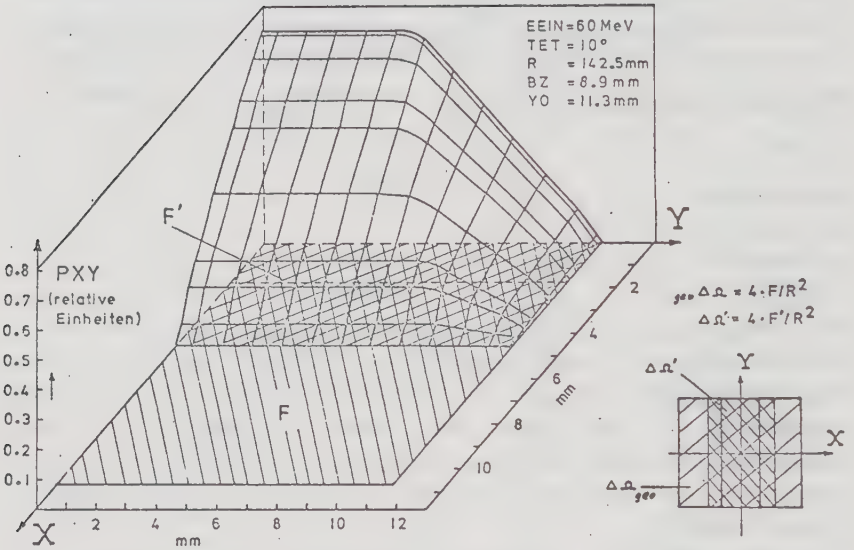


Abb. 7: Dreidimensionale Darstellung der Nachweiswahrscheinlichkeit. In Richtung der Z-Achse ist die Nachweiswahrscheinlichkeit PXY für die jeweilige X Y - Richtung des ^8Be Kerns dargestellt. Gezeigt ist ein Quadrant der Fläche aus den beiden Zählern mit dazwischenliegender Totschicht. Im Bereich F' ist PXY > 0. (aus Ref.25)

Der Raumwinkel $\Delta \Omega = 4 F' / R^2$ beschreibt den Teil des geometrischen Raumwinkels $\Delta \Omega_{geo}$, in dem ^8Be -Kerne noch mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Dieser Raumwinkel $\Delta \Omega'$ ist aber noch nicht der gewünschte effektive Raumwinkel $\Delta \Omega_{eff}$, weil die ^8Be -Kerne in $\Delta \Omega'$ mit unterschiedlicher und kleiner als 1 betragenden Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden.

Um den richtigen effektiven Raumwinkel $\Delta \Omega_{eff}$ zu erhalten, rechnet man über eine Mittelung der $PX_i Y_i$ die Efficiency W aus.

$\Delta \Omega_{eff}$ ergibt sich nach:

$$W \cdot \Delta \Omega_{geo} = \Delta \Omega_{eff} \quad (6)$$

Mitteln der $PX_i Y_i$ setzt Folgendes voraus:

- (a) Der Wirkungsquerschnitt der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ -Reaktion ist über dem Raumwinkel $\Delta\Omega$ näherungsweise konstant.
 (b) Die Nachweiswahrscheinlichkeit PXY für ^8Be -Kerne in Richtung des Durchstoßpunktes (X, Y) ist in der Gegend von $(X + \Delta X, Y + \Delta Y)$ näherungsweise gleich.

Da diese Voraussetzungen für ^8Be -Kerne im Grundzustand erfüllt sind, kann man alle Flächenelemente $\Delta F_i = \Delta X \cdot \Delta Y$ { gewichtet mit der jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeit $PX_i Y_i$ für den Ort (X_i, Y_i) } summieren und durch die ungewichtete Summe $\sum_{i=1}^N \Delta F_i = F$ dividieren.

$$(N = \frac{F}{\Delta F}) \quad W = \frac{\sum_{i=1}^N PX_i Y_i \Delta F_i}{\sum_{i=1}^N \Delta F_i} \quad (7)$$

Man bildet also das Verhältnis einer wirksamen Detektorenfläche zur Gesamtfläche (aus aktiven Detektorflächen und Totschichtfläche). Dieses Verhältnis W ist gleichbedeutend mit dem Verhältnis aus effektivem Raumwinkel zu geometrischem Raumwinkel.

W ist also die gesuchte Nachweiswahrscheinlichkeit oder Efficiency.

Durch Umformen läßt sich W wie folgt schreiben:

$$W = \frac{\sum_{i=1}^N PX_i Y_i}{N} = \frac{\sum_{i=1}^A PX_i Y_i}{A} \quad (7a)$$

wobei $A = \frac{F'}{\Delta F'}$; $PX_i Y_i = 0$ außerhalb von $F'!$

cc) Das Berechnungsverfahren für PXY

Eine wesentliche Aufgabe eines Efficiency-Programms ist PXY zu berechnen. (siehe Ref. 25)

Dabei muß man sich jedoch auf die Berechnung von PXY für den Zerfall von ^8Be im Grundzustand beschränken, weil nur dieser Zerfall - wegen Spin Null des Grundzustandes von ^8Be - isotrop und die Zerfallsenergie Q von 94 keV $\pm$ 1 keV genügend scharf ist.

Zur Berechnung von PX_i, Y_i wird eine "Zerfallskugel" konstruiert, deren Mittelpunkt am Ort (X_i, Y_i) in der X,Y-Ebene der Detektoren ist. (siehe Abb. 3a und Abb. 8)

Die Zählerflächen werden auf die XY-Ebene projiziert.

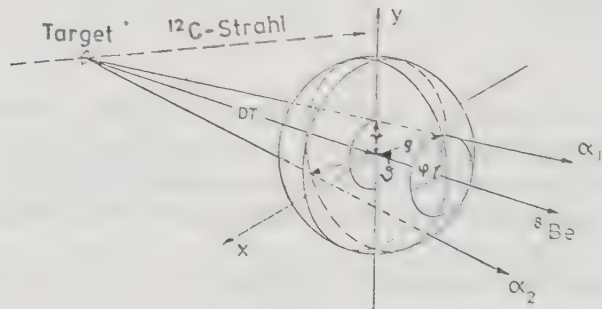


Abb.8: Die "Zerfallskugel" (Definition eines Polarkoordinatensystems! aus Ref. 25)

Die Zerfallskugel wird in Äquidistanten Schritten von $\Delta\vartheta$ und $\Delta\psi$ abgefahren, wobei für jeden Schritt die Geradengleichungen der beiden konjugierten α -Fluglinien berechnet werden. Diese Fluglinien werden mit der XY-Ebene geschnitten, was zwei Durchstoßpunkte in der XY-Ebene ergibt.

In einer Programmabfrage wird festgestellt, ob die beiden Durchstoßpunkte in je einer der (auf die XY-Ebene projizierten) aktiven Zählerflächen liegen oder nicht. So erhält man die Anzahl der Koinzidenzfälle im Verhältnis zu den möglichen Fällen und damit PXY.

c) Das Meß- und Auswerteverfahren

Das Experiment wurde am Emperor Tandem van-de-Graaff-Beschleuniger der Universität und der Technischen Universität München²⁸⁾ durchgeführt.

Die ^{12}C -Ionen wurden in einer Duoplasmatronquelle mit Li-Dampf-Umladung aus einem Methan-Helium-Gasgemisch⁸⁾ erzeugt und bis auf 69 MeV beschleunigt. Der ^{12}C -Strahl wurde zur "Großen Streukammer" geführt.³⁰⁾

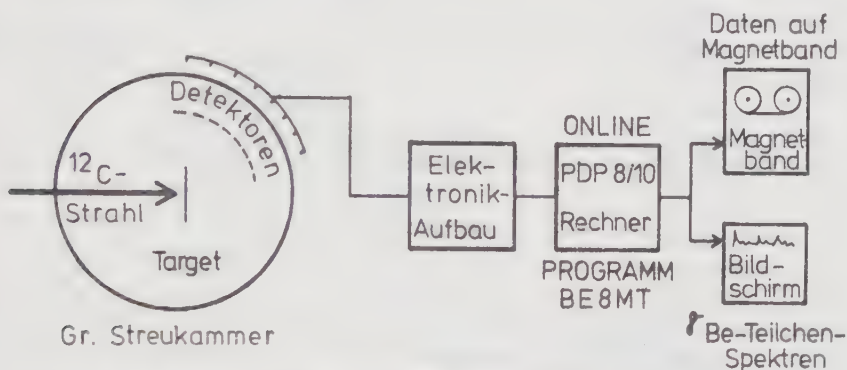


Abb. 9 : Blockbild des experimentellen Aufbaus

aa) Meßverfahren

Da die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ -Reaktion an Sauerstoff - im Vergleich zu schwereren Kernen - einen großen Wirkungsquerschnitt besitzt, mußten die T A R G E T S besonders sauerstofffrei sein. Wegen der für eine gute Energieauflösung notwendigen geringen Targetdicke ($\approx 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), mußten aus Stabilitätsgründen einige Targets (Mg,Ca) auf eine ^{12}C -Trägerfolie aufgedampft werden.

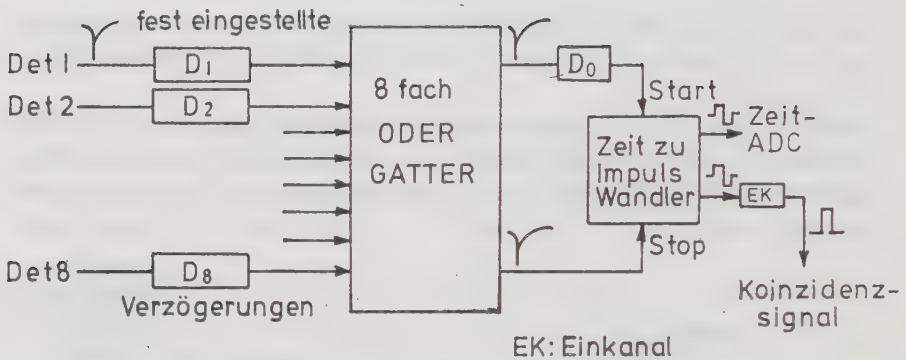


Abb.10: Prinzip der Koinzidenzmessung

Die elektronische KOINZIDENZMESSUNG der 28 möglichen Zweifach-Koinzidenzen zwischen den acht Rechteckdetektoren mißt mit Hilfe eines "Zeit - zu - Impuls-Wandlers" die Zeit zwischen jeweils zwei Detektorimpulsen. Jeder Detektorimpuls ist dabei um einen bestimmten, unterschiedlichen, fest-eingestellten Wert verzögert und wird über ein "ODER- GATTER" zu Start bzw. Stop des "Zeit - zu - Impuls-Wandlers" geleitet. Der so gebildete Zeitimpuls des Umwandlers wird als Koinzidenzsignal benutzt. (Abb. 10)

Bei neueren Messungen wird für diesen Zweck eine "8-Detektor-Logik" eingesetzt. Sie wurde im Rahmen einer Diplomarbeit von L.Wüstefeld²⁶⁾ gebaut und liefert ohne die zusätzlichen Zeitverzögerungen das notwendige Koinzidenzsignal. Dadurch verringert sich die Totzeit des Koinzidenzkreises während der Registrierung eines ⁸Be-Ereignisses; folglich können höhere ¹²C-Strahlintensitäten genutzt werden.

Das Online-Computersystem PDP 8/10 des Münchner Beschleunigerlabors ermöglicht eine gleichzeitige Konvertierung von maximal

10 ADC-Einheiten (Analog zu Digital-Converter) und Weitergabe der Inhalte als ein Wort in den Zwischenspeicher.

Es wurde eine ADC-Betriebsart benutzt, bei der ganz gleich, ob Impulse an allen ADC-Eingängen anstehen oder nicht (aber mindestens einer der ADC-Einheiten einen Impuls erhält und konvertiert), trotzdem für alle ADC-Einheiten ein Wort als Teilkoinzidenz in den Zwischenspeicher eingelesen wird. Die anderen ADCs tragen in dieses Wort Null ein (Abb. 11).

(" G R U P P E 5 ")

Bei einem ^8Be -Ereignis stehen an zwei "Energie-ADC's α -Energieimpulse aus dem ^8Be -Zerfall an, die anderen "Energie ADC's"tragen in das "Ereigniswort"Null ein; der "Zeit-ADC" konvertiert den Zeitimpuls und trägt diese Zeitdifferenz zwischen den beiden α -Energieimpulsen als digitalisierten Wert in das Wort ein.

Je nachdem welche beiden Detektoren die beiden α -Teilchen registriert haben, hat der Zeitimpuls einen bestimmten charakteristischen Wert.

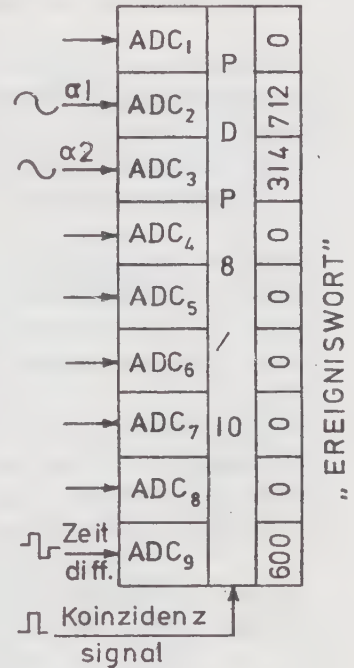


Abb. 11: Eingabe der Energieimpulse und des Zeitimpulses in die ADC's

Mit einem "Online-Computer-Programm" wird der volle Zwischenspeicher ausgelesen und auf ein Magnetband in Datenblöcken hintereinander weggeschrieben. Dazu wurde das O N L I N E P R O G R A M M B E 8 M F (bzw. BE8MT) entwickelt. Es analysiert außerdem jedes "Ereigniswort" auf 2-fach α -Koinzidenzen und sortiert diese Ereignisse aus. Damit werden dann die ^8Be -Spektren folgendermaßen erzeugt:

Die beiden α -Teilchen-Energien summiert das Programm unter Berücksichtigung ihres Energieverlustes in einer Schutzfolie vor

den Detektoren. Diese Summe bildet die Energie des bei der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion entstandenen ^8Be -Teilchens. Diese "Teilchen" werden nach ihren Energiewerten in einen in Energieintervalle aufgeteilten Speicher wieder einsortiert.

In einem Koordinatensystem von Zählraten zu Energiekanälen wird am Bildschirm der PDP 8 schließlich das ^8Be -Spektrum dargestellt.

bb) Auswerteverfahren

Das Experiment läßt sich nach seiner Beendigung wieder simulieren, indem mit einem "REPLAY - COMPUTER PROGRAMM" (REDG 2, RITA 2, LWM) die Ereignisworte blockweise wieder vom Magnetband gelesen werden.

Dieses Verfahren ist notwendig, um die kritische Energieeichung der Energie-ADC-Einheiten zu prüfen und zu korrigieren, bzw. die Energiekorrektur wegen des Energieverlustes der α -Teilchen in der Schutzfolie zu verbessern.

Außerdem können die Daten weitgehender untersucht werden als dies aus Zeitgründen während des Versuchs möglich ist.

Energiebedingungen aufgrund der besonderen Reaktionskinematik des ^8Be -Zerfalls im Flug wurden in das Programm eingeführt, wodurch für benachbarte Detektoren $^8\text{Be}_{g.s.}$ von $^8\text{Be}^*$ getrennt wird.

Legt man eine zwei-dimensionale Matrix an (siehe Abb. 21), in die das Replay-Programm die einzelnen ^8Be -Ereignisse nach den beiden α -Teilchen-Energien für die jeweils betrachtete Detektorkombination einsortiert, so kann man in diesem (E_{α_1} zu E_{α_2})-Diagramm die kinematischen Verhältnisse studieren.

Die Eigenarten dieser Verhältnisse gestatten es, die gemessenen α -Teilchen-Energien erneut zu eichen (Anhang II), um eine große Genauigkeit der α -Energien zu erreichen, was für eine gute Unterscheidung zwischen $^8\text{Be}_{g.s.}$ und $^8\text{Be}^*$ über die oben erwähnte Energiebedingung notwendig ist. Die Neueichung kann auch die Halbwertsbreite der Linien im ^8Be -Teilchenspektrum verbessern.

Das A U S W E R T E P R O G R A M M P E P ²⁷⁾ (PEAK-evaluation Programm) am PDP 15 Rechner kann unter Annahme von gaussförmigen Linien auch wenig getrennte Linien entfalten, deren Untergrund abziehen und schließlich deren Inhalt durch Integrieren der jeweiligen entfalteten und Untergrund befreiten Linien angeben.

Da zuvor das $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Spektrum aus [Zählraten pro Energie-Kanal] in $(\mu\text{b} / \text{sr})$ pro Kanal] umgerechnet worden ist, ist der PEP-integrierte Inhalt endlich der gemessene Wirkungsquerschnitt für die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion an den in dieser Arbeit gewählten Targetkernen:

^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{54}Fe , ^{58}Ni

III.2 Experimentelle Durchführung

a) Strahl und Target

Statt - wie üblich - eine Penningquelle zu verwenden, aus der CN^- -Ionen extrahiert werden, aus denen in der Stripperfolie hauptsächlich $4^+ ^{12}\text{C}$ -Ionen entstehen, wurde stattdessen ein Duoplasmatron mit Li-Dampf-Umladekanal eingesetzt. Diese Quelle wird zunächst mit He-Gas gezündet und optimiert. Erst dann wird ungefähr 10% Methangas beigemischt.

(Zuviel CH_4 ist schädlich, da die Quelle verrußt und auf dem Filament Kohlenstoff kondensiert, was wiederum die Elektronenausbeute und so schließlich die ^{12}C -Strahlintensität reduziert.)

Um die Sauerstoffverunreinigung gering zu halten, wird das Target in Argon-Atmosphäre auf die Targetleiter montiert und diese in die mit Argon gefüllte Streukammer eingeschleust.

Alle Targets wurden in der Aufdampfanlage des technologischen Labors der Universität München hergestellt ²⁹⁾. Die Dicke der Targetfolien konnte dabei während des Aufdampfens mit Hilfe eines geeichten Schwingquarzes bis auf etwa $\pm 20\%$ bestimmt werden. Die Targets wurden nach dem Experiment nochmals gewogen. Da das bei stark oxidierenden Targets und solchen mit einer Trägerfolie problematisch ist, wurde die Targetdicke zusätzlich über die Rutherfordstreuung des ^{12}C -Strahl ($E_{\text{LaB}}(^{12}\text{C}) = 15 \text{ MeV}$) gemessen.

Die Tabelle I zeigt die verwendeten Targets, deren Belegung (in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) und die Energie des ^{12}C -Strahles, für welche diese benutzt wurden.

Tabelle I : Die verwendeten Targetfolien

Target	Belegung $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Beschaffenheit des Targets	Energie (Lab) [MeV] des ^{12}C -Strahls
^{12}C	30 bis 60	freitragend	35 ... 69
^{16}O	80	SiO_2 -Häutchen	56
^{24}Mg	90 und 52	auf ^{12}C gedampft	65 bzw. 50
^{26}Mg	116	auf ^{12}C gedampft	60
^{28}Si	70	SiO_2 -Häutchen	56
^{40}Ca	100 und 446	auf ^{12}C und frei- tragend	56 und 56.6
^{48}Ca	125	auf ^{12}C	56
^{54}Fe	360	freitragend	56
^{58}Ni	178	freitragend	55

b) Die Detektoren

Abb. 12 und Abb. 13 geben eine Ansicht der Detektoranordnung insgesamt und des Aufbaus eines einzelnen Detektors wieder.

Abb. 12:

Detektor- und
Blendenanordnung

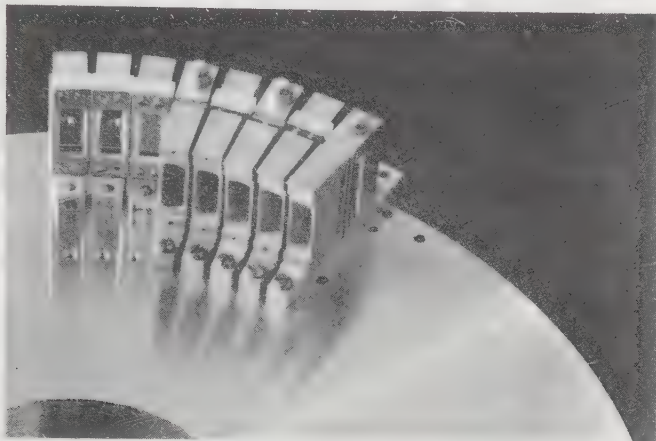
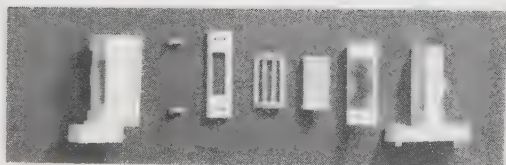


Abb. 13 :

Aufbau eines
Detektors mit
Blende



Zur Messung der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion wurde die große Streukammer³⁰⁾ benutzt. Die Anordnung der Detektoren und deren Eigenschaften, die in einer Testkammer unter experimentellen Bedingungen untersucht wurden, sind bereits in mehreren Berichten beschrieben worden.^{23,25)} Hier wird nur kurz darauf eingegangen.

Die Detektoren wurden auf einer Stahlplatte (40 cm Ø) angebracht, die an die obere Experimentierplatte montiert war. Die Platte ermöglicht die Aufstellung der Detektoren auf Kreisbögen mit verschiedenen Radien in Winkelabständen von 5° bzw. 6.5° .

aa) Die Begrenzung der Winkelunschärfe

Blenden vor den Zählern sollen den Detektorenrand abdecken und den Raumwinkel $\Delta\Omega'$ beschränken (siehe Abschnitt III.1 b). $\Delta\Omega'$ umfaßt alle ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Richtungen, für die der ${}^8\text{Be}$ -Kern vom Detektorpaar noch mit endlicher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen wird.

$\Delta\Omega'$ muß möglichst klein sein, um zu große Winkelunschärfe des ${}^8\text{Be}$ -Reaktionswinkels zu vermeiden, da sonst die Energieauflösung der Linien im Teilchenspektrum ≥ 500 keV HWBr ist. Andererseits darf $\Delta\Omega'$ nicht zu klein sein, damit die Nachweiswahrscheinlichkeit W nicht zu gering wird. (Abb. 14)

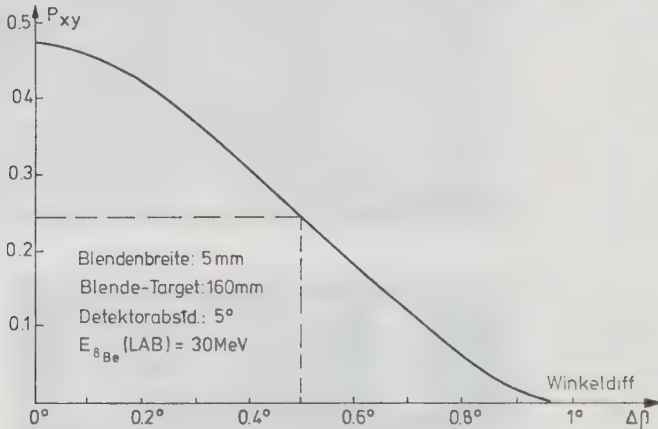


Abb. 14: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit PXY für ${}^8\text{Be}$ -Kerne von der Abweichung $\Delta\beta$ in X Richtung bezüglich des Mittelpunktes zwischen den beiden Detektorflächen.

Günstige Werte bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit und Energieauflösung für die Detektorenanordnung und Blendenöffnung beim Experiment waren:

Abstand Target-Detektor:	169 mm
Winkelabstand der Detektoren:	5°
Blendenbreite:	5 mm
Blendenhöhe:	19 mm

Bei dieser Anordnung hat der effektive Raumwinkel (je nach ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Energie) Werte zwischen 0.3 msr und 0.8 msr.

bb) Detektoreneigenschaften

Die benachbarten Zählerflächen müssen möglichst nahe liegen.

Diese Forderung lässt sich am besten und am einfachsten mit eng aneinandergereihten Rechteckhalbleiterdetektoren verwirklichen, deren Seitenränder äußerst schmal sind.

Die Detektoren wurden im Diodenlabor der Technischen Universität München von Kemmer und Mitarbeitern hergestellt. Es sind Oberflächensperrschichtzähler aus n - leitendem Silizium.³¹⁾

Tabelle II

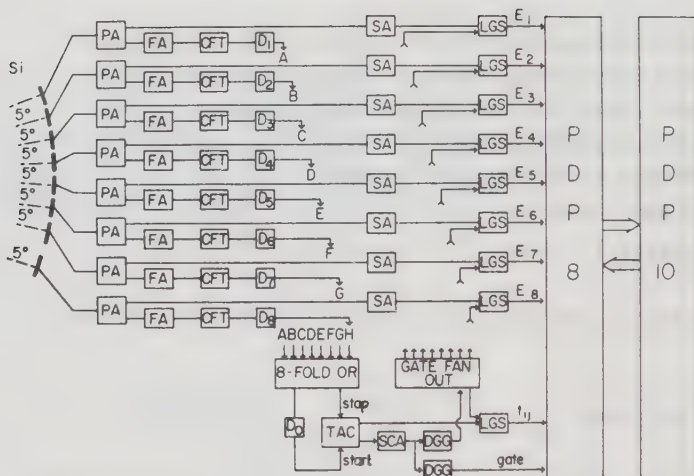
Eigenschaften der entwickelten Rechteckdetektoren

Eigenschaft	Größenangabe
Material	phosphor-dotiertes n-leitendes Silizium
Dicke des Detektorenstücks	ca. 700 μm bis 800 μm
Ladungsträgerlebensdauer	ca. 3 ns
spez. Ohmscher Widerstand	ca. 6000 bis 8000 Ωcm
Verarmungsschichtdicke	Detektorspannung war ca. 200 V: das ergibt ca. 600 μm dicke Verarmungszone: α -Teilchen mit ca. maximal 37 MeV werden darin gestoppt
Auflösung bei Kühlung der Detektoren auf 0°C	30 keV bis 80 keV
Impulsanstiegszeit nach Vorverstärker (auf 0°C gekühlt)	20 nsec bis 25 nsec

Die Zähler wurden auf 0°C gekühlt (tiefere Kühlung kann die Detektoreinkapselung mechanisch zerstören), um die Zahl der freien Ladungsträger, d.h. das Sperrstromrauschen, niedrig zu halten; dadurch wird eine bessere Energieauflösung erreicht.

Vor den Detektoren sind Schutzfolien aus Al, Ni oder Ta befestigt (Dicke zwischen 10 μm bis 80 μm), um die in Richtung des Detektors elastisch gestreuten ^{12}C -Kerne zu stoppen.

c) Elektronik



PA: Vorverstärker; SA: Hauptverstärker;
 LGS: Impuls-Strecker und Impulstor;
 FA: schneller Verst.; CFT: Diskriminator;
 D₁: Verzögerungen; TAC: Zeit-zu-Impuls-Wandler;
 SCA: Einkanal; DGG: Torimpuls-Generator;
 Gate FAN OUT: Impulsauffächer
 8-FOLD OR: 8-fach ODER-Gatter ³³⁾

Abb.15 zeigt das Blockschaltbild der Elektronik zur Verarbeitung der Detektorimpulse ³²⁾.

aa) ⁸Be-Nachweis durch Koinzidenz zwischen 28 Detektorkombinationen

Neben der üblichen Aufgabe, die Detektorimpulse zu verstärken und für die Eingabe in den "ONLINE"-Rechner zu formen ("Energiekreis"), wurde das Elektroniksystem so entwickelt, daß man Koinzidenzen zwischen beliebigen Detektorpaaren der acht Detektoren messen kann ("Koinzidenzkreis"), (siehe III.1c). Das sind 28 mögliche Koinzidenzpaare.

Auf diese Weise ist es möglich, zugleich auch die α -Teilchenpaare nachzuweisen, die in nicht benachbarte Detektoren einfallen und aus dem Zerfall des angeregten ^8Be -Kerns stammen. Während der Zerfallskegel für ^8Be im Grundzustand nur benachbarte Detektoren zugleich überstreichen kann (siehe III.1 a), ist der Zerfallskegel für angeregte ^8Be -Kerne wesentlich größer.

Beim Zerfall von $^8\text{Be}^*$ im ersten angeregten Zustand (2.9 MeV) mit einer kinetischen Energie des $^8\text{Be}^*$ von 40 MeV fliegen die beiden α -Teilchen unter einem Winkel von maximal 30° auseinander.

Die Abb. 16 zeigt, daß angeregte ^8Be -Kerne (2.9 MeV und 11.4 MeV) auch von nicht benachbarten Detektorpaaren nachgewiesen werden. Die Schutzfolien vor den Detektoren verhindern den Nachweis von $^8\text{Be}^*$ mit 11.4 MeV Anregungsenergie, was durch die achsenparallelen Linien angedeutet ist.

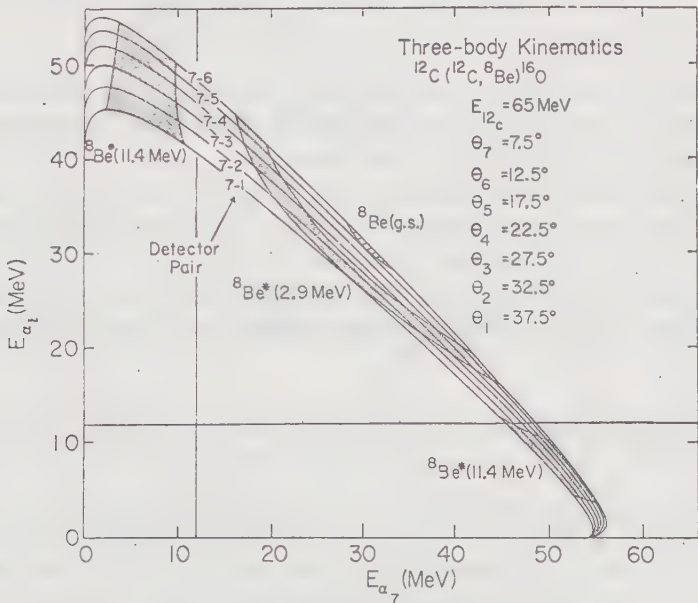


Abb. 16: Darstellung der α -Energiepaare aus dem ^8Be -Zerfall, die in verschiedenen Detektorkombinationen i/7 nachgewiesen werden können, am Beispiel der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$.

bb) Die charakteristischen Zeitdifferenzen

In den Verzögerungsbausteinen D_i des Koinzidenzkreises wird jeder Impuls je nach Detektor um eine bestimmte Zeit verzögert, wie aus Tabelle III zu entnehmen ist. Die Tabelle zeigt weiter, daß dann die Zeitdifferenzen $t_{ij} = (D_j - D_i) \quad j > i$ charakteristisch für das Detektorpaar (i, j) sind.⁺)

Tabelle III:

Charakteristische Zeitdifferenzen t_{ij}
zur Unterscheidung der verschiedenen möglichen 2-fach-Koinzidenzen

		t_{ij} table (nsec)								
i	D_i (nsec)	j	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	1	0	10	30	70	120	200	300	440
2	10	2		0	20	60	110	190	290	430
3	30	3			0	40	90	170	270	410
4	70	4				0	50	130	230	370
5	120	5					0	80	180	320
6	200	6						0	100	240
7	300	7							0	140
8	440	8								0

Durch den relativ großen Zeitbereich des Zeit-zu-Impulswandlers (TAC) zur Koinzidenzfeststellung durch Messen der Zeitdifferenz gibt es viele zufällige Koinzidenzen.

Deshalb wurde -wie erwähnt- eine Detektorlogik ²⁶⁾ gebaut, deren Totzeit wesentlich geringer ist. Die Logik nimmt nur Ereignisse innerhalb von ≈ 25 nsec als koinzident an.

Mit den "Delay-Gate-Generatoren" (DGG) können das Koinzidenzsignal und die Energieimpulse zeitlich aufeinander abgestimmt werden.

+)

Als tatsächlich gemessene " t_{ij} " ergeben sich die um die verschiedenen Laufzeitdifferenzen zwischen "i" und "j" korrigierten Tabellenwerte. Die Abweichung soll gegenüber dem Tabellenwert klein sein.

cc) Die Darstellung der Koinzidenz zwischen 28 Detektor-
kombinationen

Für die Koinzidenz zwischen Det.1 und Det.8 ist in Abb. 17
unten das zugehörige Zeitspektrum mit der charakteristischen
Zeitlinie bei $t_{1,8}$ zu sehen.

In Abb. 17 oben werden alle möglichen Koinzidenzen zwischen den
8 Detektoren als "Zeitlinien" dargestellt.

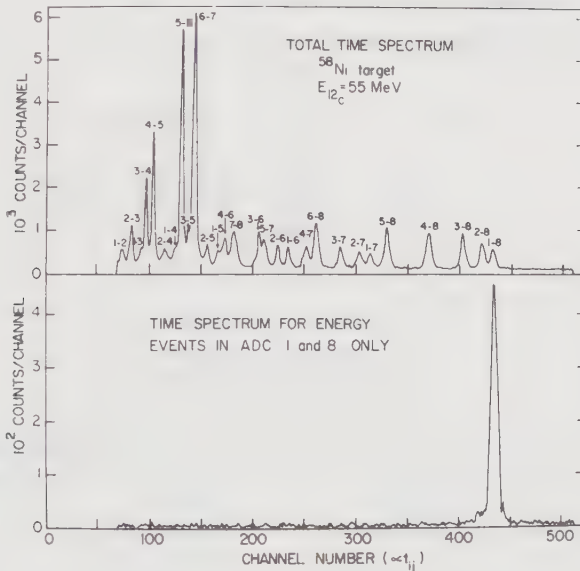


Abb. 17: Oben: Gesamtzeitspektrum für alle Zeitimpulse die zur
PDP 8/10 geführt wurden.

Unten: Einzelzeitspektrum für die Zeitimpulse, die zu
 $\alpha\alpha$ -Koinzidenzen zwischen Det.1 und Det.8 gehören.

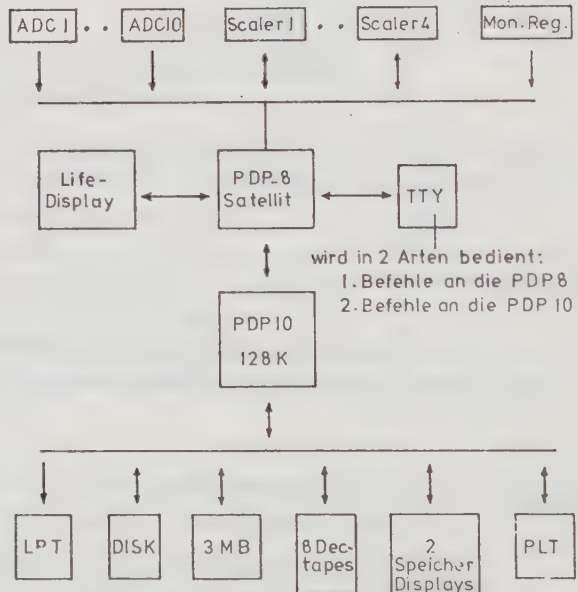
III.3 Datenverarbeitung

Die in den ADC's digitalisierten Signale werden über eine ADC-Übertragungseinheit (ADC-Interface) an das Rechnersystem PDP 8/10 weitergeführt.

Dieses System besteht aus einer Zentraleinheit (PDP 10) und einem Satellitenrechner (PDP 8), der die Meßelektronik steuert, das Aufsammeln der Daten zu Blöcken besorgt und den Bildschirm (Life-Display) bedient. Diese Datenstation ist über einen schnellen Datenkanal an den Zentralrechner gekoppelt, zu dem die Meßdaten blockweise geschickt werden.

Den Aufbau des gesamten Systems zeigt Blockbild der Abb.18.

Abb.18 : Konfiguration des Online-Rechner-Systems



LPT = Lineprinter (Schnelldrucker)
DISK = Magnetplatten (15,6 Mega. Worte)
MB = Magnetbandgerät
PLT = Incremental Plotter (X-Y-Schreiber)
TTY = Teletype (Blattschreiber)

Initialisierung von

ADC Behandlung in Koinzidenzmode Gruppe 5
" " Single mode (Monitorzähler)
Spektralenbehandlung
Bildschirmbehandlung
Magnetbandbehandlung
Interruptbehandlung
Anlegen von Folienkorrekturtabellen
Einlesen von Eichkonstanten
" " Zeitfenstern
Festlegen von Anfangswerten
Angabe der Daten - Identifizierungsnummer

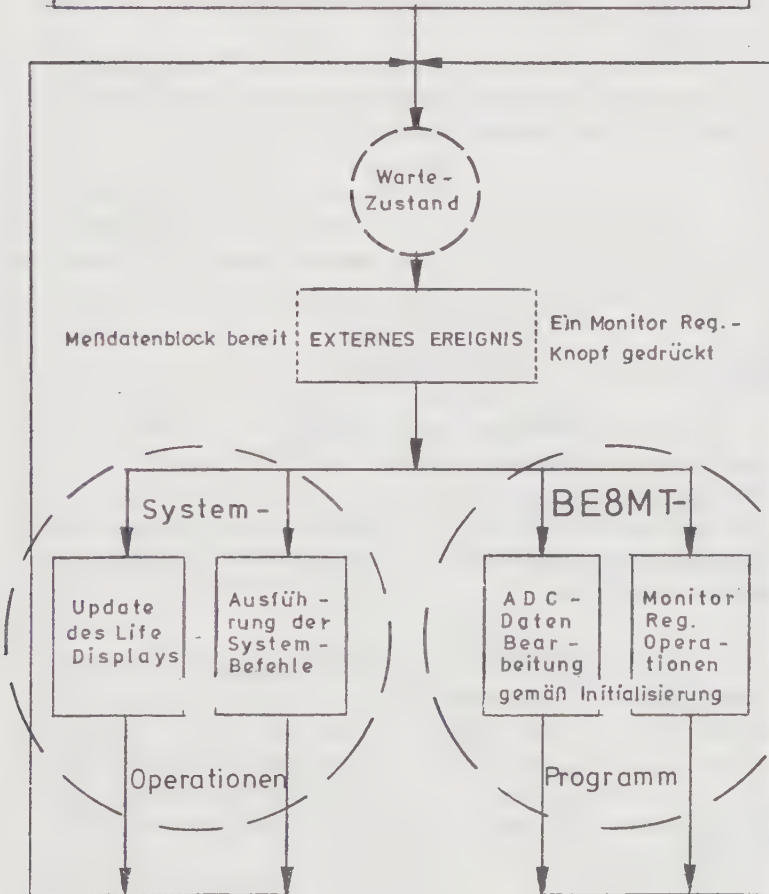


Abb. 19: Allgemeine Struktur des ONLINE-Programms BE8MT

Die ausführliche Beschreibung des PDP 8/10 Systems zur Datenaufnahme und Datenanalyse am Münchner Tandem-Beschleuniger findet sich im dazugehörigen Handbuch von K. Heim et al. ³⁴⁾.

a) Datenakkumulation

Zur Steuerung der Datenaufnahme und Überwachung des ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Experimentes wurde das Online-Fortran-Programm BE8MT (bzw. BE8MF) entwickelt.

Mit diesem Programm können die Daten ONLINE ausgewertet werden.

Bei hoher ^{12}C -Strahlintensität beansprucht die Verarbeitung aller eingesammelten Ereignisse den Rechner stark, so daß die Totzeit des Rechners sehr groß wird (50 %).

Durch einen Monitorregisterbefehl (Interrupt durch Drücken eines Knopfes an der PDP 8) kann man einen Reduzierfaktor eingeben. Dadurch wird nur ein Teil der Ereignisworte eines Datenblocks zu α -, ^8Be - und Zeit-Spektren verarbeitet und somit die Totzeit reduziert.

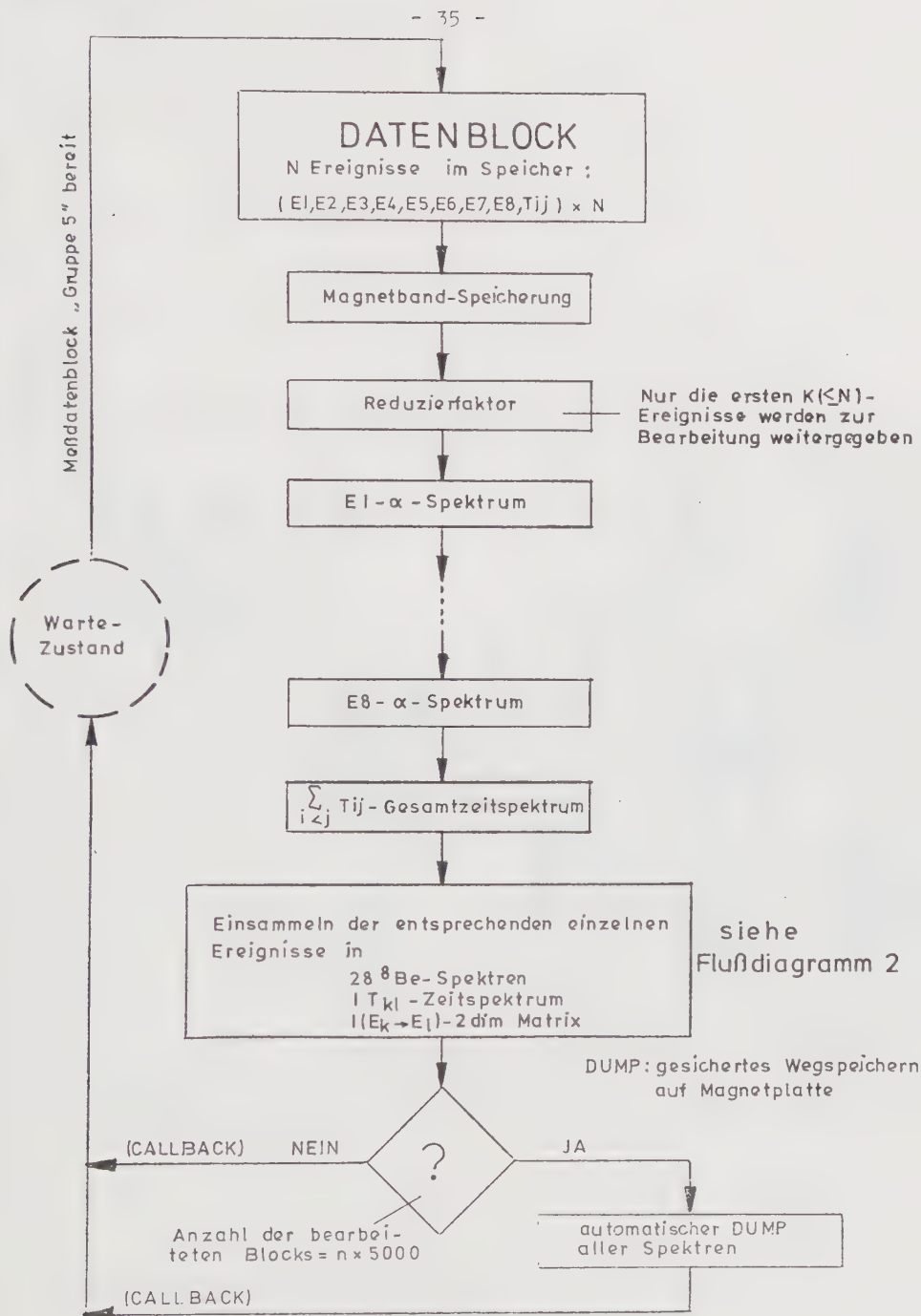
aa) Computerprogramme zur Datenaufnahme

Diagramm in Abb. 19 beschreibt die allgemeine logische Struktur der verwendeten ONLINE-Programme bzw. REPLAY-Programme.

Nachdem im "Initialisierungsteil" die gewünschten Funktionen aufgerufen und Parameter (z.B. für Eichung und Folienkorrektur) eingelesen bzw. festgelegt worden sind, wird das System in den "Wartezustand" überführt.

Wesentliche Aufgabe des zweiten Programmteils ist, die ankommenden Daten für eine spätere Analyse auf Magnetband zu schreiben bzw. bei REPLAY, die Daten wieder von Band zu lesen. ^8Be -Teilchenspektren und α -Teilchenspektren der einzelnen Detektoren werden erzeugt.

Wie diese Aufgabe gelöst wird, veranschaulichen die Flußdiagramme 1 und 2.



Das Flußdiagramm 2 zeigt, daß zur Erzeugung der ^8Be -Teilchenspektren zunächst entschieden wird, welche Ereignisart vorliegt. Kriterium dafür ist, wieviel Detektoren D_i α -Energien E_i größer als "Null" gemessen haben.

Jedem Detektor i mit dem Energiewert E_i ist eine bestimmte Adresse (Zahl) zugeordnet. Durch Addition der Adressen aller Detektoren für die $E_i > 0$ ist, wird eine bestimmte, charakteristische Adresse erzeugt. Diese Adresse kennzeichnet also, wieviele und welche ADC's koinzident ein Energiesignal erhielten.

Durch Abfragen dieser erzeugten Kombinationsadresse des gerade behandelten Ereignisses wird nur 2-fach Koinzidenz zur weiteren Verarbeitung zugelassen; außerdem ist über die Adresse das beteiligte Detektorpaar mit den entsprechenden Schutzfolien bestimmt.

Mit Hilfe der zugehörigen ADC-Eichkonstanten werden die digitalisierten α -Energiewerte in MeV-Energieeinheiten umgerechnet, mit dem Energieverlust in der jeweils benutzten Folie korrigiert und beide zur ^8Be -Energie summiert. (Bei der Initialisierung wurden je nach Folienart und Foliendicke entsprechende α -Energiekorrekturtabellen angelegt. In diesen Tabellen wird bei der Berechnung des Energieverlustes interpoliert: Folienkorrektur)

Die durch Summation erhaltene ^8Be -Energie wird nun ihrerseits in (z.B. 0.1 MeV) Einheiten digitalisiert. Das ergibt die Energie-Kanalnummer im ^8Be -Spektrum.

bb) Die Energiebedingung

$^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ im Grundzustand und $^8\text{Be}^*$ im angeregten Zustand kann man über die Energiedifferenz der beiden entsprechenden α -Teilchen unterscheiden. Diese Beziehung läßt sich aus den Impulsverhältnissen beim Zerfall ableiten.

Nur in benachbarten Detektorenpaaren registriert man sowohl $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ als auch $^8\text{Be}^*$. Die Abb. 5 und 16 zeigen, daß in diesem Fall die Differenz für die Energien der beiden α -Teilchen aus $^8\text{Be}^*$ stets größer ist als die maximale Energiedifferenz ΔE_{max} der beiden α -Teilchen aus $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ im Grundzustand.

In die Datenverarbeitungsprogramme (ONLINE und REPLAY) wurde als Kriterium für $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ eingebaut:

$$|E_{\alpha_1} - E_{\alpha_2}| = \Delta E \leq 0.8 \cdot \sqrt{E_{\text{Be}}} \quad (8)$$

Die Ableitung dieser Beziehung findet sich in Anhang II.

cc) Zweidimensionale Matrix zur Überprüfung der Eichung

Die in die ADC's geführten Energiesignale der Detektoren werden mit Hilfe einer α -Quelle (Mixed Nuclid) und der elastischen Streuung von ^{12}C an Au geeicht.

Zur Überprüfung und Korrektur dieser Eichung wird ein zweidimensionaler Matrixausdruck (siehe auch Abb. 5, 21 u. 22) erzeugt. Ist die Energieeichung richtig, so werden große Zählraten entlang der vom Ursprung (0,0) ausgehenden Diagonalen liegen. Bei Abweichung von dieser Diagonalen kann ein Korrekturverfahren zur nachträglichen Verbesserung der Eichkonstanten durchgeführt werden. Es wird in Anhang III beschrieben.

Eine absolute Energieeichung ist u.a. deshalb wichtig, weil die Energiebedingung zur Identifikation von $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ nur dann sinnvoll eingesetzt werden kann, wenn die absoluten α -Teilchenenergien stimmen.

b) Auswertung der ^8Be g.s. -Teilchenspektren

Die Energieeichung der ^8Be g.s. -Spektren konnte überprüft und verbessert werden.³⁵⁾

Man beobachtete, daß bei zu grober Digitalisierung im ADC (Analog-zu-Digital-Converter) merkwürdige Feinstrukturen entstehen.⁺⁾ Im Experiment wurde die ADC-Konversion auf 2048 Kanäle eingestellt, was einer Digitalisierung von ungefähr 25 keV/Kanal entsprach.

Aufgrund der Digitalisierung der Spektren ($\approx 100 \text{ keV/Kanal}$) und der HWBr. der Linien ist die Anregungsenergie auf $\pm 100 \text{ keV}$ bestimmt.

Der Wirkungsquerschnitt wurde nach folgender Gleichung berechnet:

$$\frac{d\sigma_{c.m.}}{d\Omega}(\Theta) = 2.66 \cdot 10^{-4} \cdot R^2 \cdot A \cdot K \cdot G(\Theta) \cdot N / (D \cdot BL \cdot Q \cdot W) \quad (9)$$

N = Zählrate

G(Θ) = Umrechnungsfaktor vom Labor in das Schwerpunktsystem

K = Kernladungszahl des Projektils

A = Massenzahl des Targets in (amu)

Q = eingestreute Ladung in (μCb)

R = Abstand Target Zähler in (mm)

D = Targetdicke in ($\mu\text{g/cm}^2$)

BL = Blendenöffnung in (mm^2)

W = über die Zählerkombination gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit

Das Berechnungsverfahren ist in Abb.20 angegeben.

+)

Ist die Digitalisierung im ADC z.B. 100 keV/Kanal, so sind die Energiesummen zweier α -Teilchen stets ein Vielfaches von 200 keV/Kanal. So würde bei einer Einteilung des ^8Be -Summenspektrums in 100 keV/Kanal jeder zweite Kanal ohne Zählrate bleiben. (Folienkorrektur würde diese Struktur etwas "glätten"!)

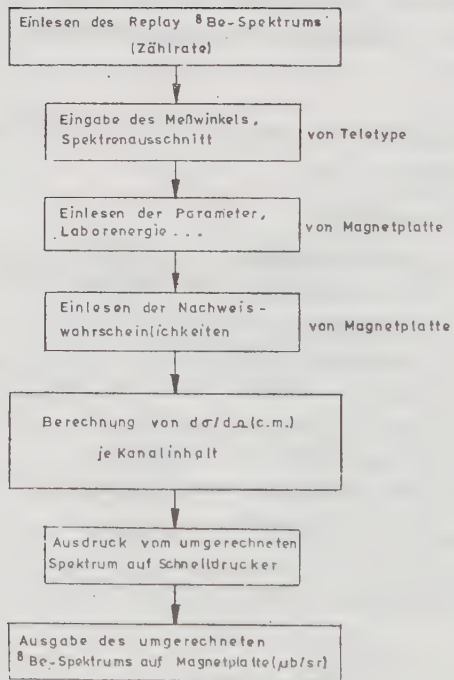


Abb.20: Berechnungsverfahren des Wirkungs-
querschnitts

Ein Vorteil dieses Verfahrens zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte liegt darin, daß bei der Umrechnung für jeden Kanalinhalt genau die Nachweiswahrscheinlichkeit W eingesetzt wird, die für die gemessene ^8Be -Energie errechnet wurde. Beim üblichen Verfahren - wie es auch zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die ^{12}C (^{12}C , $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{16}O -Reaktion benutzt wurde - wird nur die Nachweiswahrscheinlichkeit eingesetzt, die für die "mittlere Energie" der Linie berechnet wurde.

Weiterer Vorzug des obigen Verfahrens ist, daß man es auf die Reaktionen mit den verschiedenen Targets leicht anwenden kann. Verschiedene Eingabelisten und andere Nachweiswahrscheinlichkeiten lassen sich sehr schnell mit einem Hilfsprogramm auf die Magnetplatte schreiben.

c) Fehlerbetrachtungen

Die Meßergebnisse sind z.T. mit großen statistischen Fehlern behaftet, was durch die kleinen Wirkungsquerschnitte bedingt ist. Daher wurden weit geöffnete Blenden benutzt. Das führt zu einer Winkelunschärfe und dadurch weiter zu einer Energieauflösung der Linien in den ^8Be -Teilchenspektren mit Halbwertsbreiten zwischen 300 bis 1000 keV.

Der Untergrund ist im Vergleich zu den Linien besonders bei höheren Anregungsenergien groß. Der Fehler aus der Untergrundabschätzung ist deshalb erheblich.

Die Blendenöffnungen wurden fotografiert und genau ausgemessen. Der Meßfehler führt zu Abweichungen in der Nachweiswahrscheinlichkeit W von

$$\frac{\Delta W_B}{W_B} = \pm 4 \%$$

Aufgrund der Näherungen bei der Berechnung von W muß ein zusätzlicher Fehler von

$$\frac{\Delta W_K}{W_K} = \pm 1 \% \quad (\text{Ref. 25})$$

berücksichtigt werden.

Im Interesse einer sicheren oberen Abschätzung des Fehlers bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde hier schließlich insgesamt ein Fehler von

$$\frac{\Delta W}{W} = \pm 5 \%$$

angenommen.

Für ^{16}O , ^{28}Si , ^{54}Fe , ^{58}Ni - Targets betrug dieser Wert:

$$\frac{\Delta W}{W} = \pm 8 \%$$

Der statistische Fehler aus Linieninhalt plus dem Fehler aus Linientrennung und -untergrund beträgt bis zu 50 %. Dieser Fehler und der Fehler in der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden addiert und zu den gemessenen Wirkungsquerschnitten in den Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen eingezeichnet. Für die Messung am ^{16}O , ^{28}Si , $^{24,26}\text{Mg}$, ^{54}Fe und ^{58}Ni -Target wurden die Fehler arithmetisch für das ^{12}C , $^{40,48}\text{Ca}$ -Target geometrisch addiert.

Die übrigen mittleren Meßfehler stehen in nachfolgender Tabelle:

Art des Fehlers	rel. Fehler
Targetdicke	$\frac{\Delta D}{D} \approx \pm 20 \%$
Target-Blendenabstand	$\frac{\Delta R}{R} \approx \pm 0.8 \%$
Blendenöffnung	$\frac{\Delta_{BL}}{BL} \approx \pm 4 \%$
integrierte Ladung	$\frac{\Delta Q}{Q} \approx \pm 1 \%$
mittlerer Normierungsfehler	$\sqrt{\left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_{BL}}{BL}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2} \approx 21 \%$

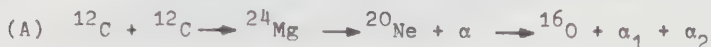
Weiter muß beachtet werden, daß die große Winkelunschärfe (ca 2° bis 3° bei den Messungen an Kernen ab ^{40}Ca) evtl. vorhandene schmale Oszillationen in den Winkelverteilungen glätten.

III.4 Der $^8\text{Be}(\text{g.s.})$ - Nachweis und andere konkurrierende Prozesse

Die Messung koinzidenter α -Teilchen als Nachweis von ^8Be wirft die Frage auf, inwieweit andere (^{12}C , 2α) Prozesse auftreten.

a) Der eindeutige Nachweis von $^8\text{Be}(\text{g.s.})$

Ein möglicher konkurrierender Prozessablauf wäre die Bildung eines Compoundkerns, der sequentiell über die Emission zweier α -Teilchen zerfällt:



oder eine Drei-Teilchen-Reaktion:



Die Prozesse, bei denen ein ^8Be -Kern entsteht, sind:



Nur im Falle (C) ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für die beiden α -Teilchen verhältnismäßig groß.

Die Abbildungen 21,22 zeigen die Verhältnisse, wie sie die Messung widerspiegelt aus verschiedenen Ansichten:

1. Längs der Diagonalen beobachtet man hohe Zählraten für $\alpha\alpha$ -Koinzidenzen
2. Auf senkrecht von der Diagonalen weglaufenden Kurven liegen (α_1, α_2) -Tupel äußerst kleiner Zählrate.
3. Der Energiebereich mit hohen Zählraten entlang der Diagonalen hat eine "Energiebreite", deren Wert die abgeleitete Energiebedingung erfüllt.

Die hohe Zählrate längs der Diagonalen läßt sich aufgrund der großen Nachweisrate für $^8\text{Be}(\text{g.s.})$ verstehen.

Die (α_1, α_2)-Paare mit geringer Zählrate auf Kurven senkrecht zur Diagonalen können als α -Teilchenpaare aus $^8\text{Be}^*$ oder aus den anderen konkurrierenden Prozessen interpretiert werden³⁶⁾.

Der eindeutige Nachweis von $^8\text{Be}(\text{g.s.})$ durch die beschriebene Meßmethode wird durch folgende Tatsachen belegt:

- (1.) Die α -Paare sind innerhalb einiger Nanosekunden gleichzeitig (siehe Zeitlinien Abb. 17.)
- (2.) Ihre Energiedifferenzen sind kleiner oder gleich des maximal erlaubten Wertes für den $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Zerfall (Abb. 21)
- (3.) Die Nachweisrate gerade der unter 2. genannten α -Paare ist relativ groß, was die großen Zählraten entlang der Diagonalen bestätigen (Abb. 21, 22) .

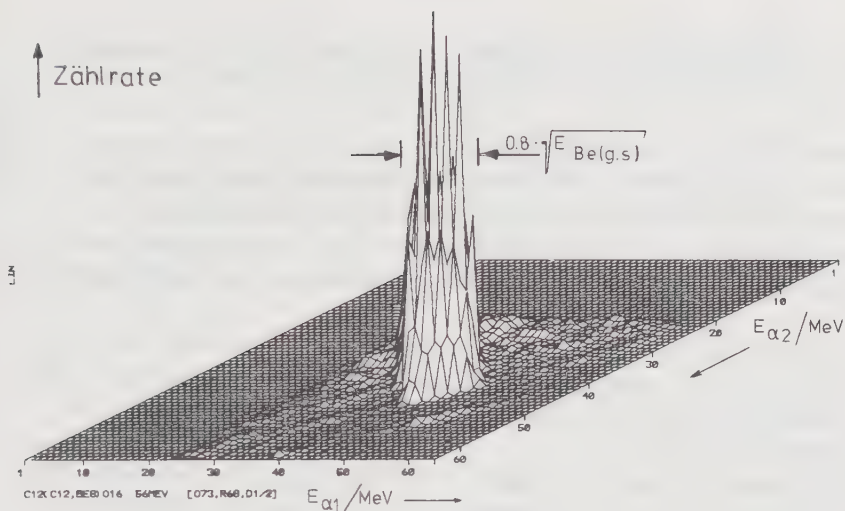


Abb. 21: Dreidimensionale Darstellung der α -Koinzidenzpaare für die Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}) ^{16}\text{O}$ bei einem ^{12}C -Strahl von 56 MeV. Man blickt längs der Diagonalen in Richtung Ursprung

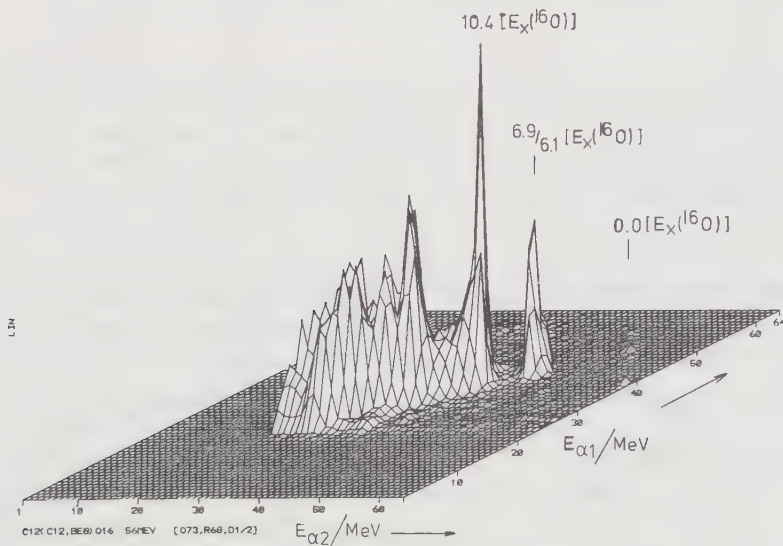


Abb. 22: Dreidimensionale Darstellung wie in Abb. 21, jedoch Seitenansicht

b) Schwierigkeiten bei der Berechnung der $^8\text{Be}^*(2.9 \text{ MeV})$ -
Nachweiswahrscheinlichkeit

Schwieriger ist die Identifikation von $^8\text{Be}^*(2.9 \text{ MeV})$ im Ausgangskanal der Reaktionen mit dem ^{12}C -Strahl. Neben dem Umstand, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für $^8\text{Be}^*$ in der Größenordnung der Nachweisrate für die 2 α -Prozesse ist, erschweren die folgenden Punkte einen quantitativen $^8\text{Be}^*$ -Nachweis:

Zum einen ist der $^8\text{Be}_{2.9}^*$ -Zerfall wegen des 2^+ -Drehimpulses des Zustandes bei 2.9 MeV nicht isotrop, zum anderen ist das 2.9 MeV Niveau ca. 2 MeV breit, so daß die Zerfallsenergie entsprechend unscharf ist.

Beide Umstände bewirken, daß der Zerfallskegel bei einer festen $^8\text{Be}^*$ -Energie verzerrt und wegen der jeweils etwas unterschiedlichen Anregungsenergie verschieden groß ist.

Die kinematischen Überlegungen zeigen, daß man in nicht benachbarten Zählern nur $^8\text{Be}^*$ und 2 α -Prozesse messen kann.

Als ein Beispiel für Spektren, die man in nicht benachbarten Detektoren mißt, die mehr in der Randzone des Zerfallskegels von $^8\text{Be}^*$ stehen, wird Abb. 23 gezeigt.

Abb. 23:

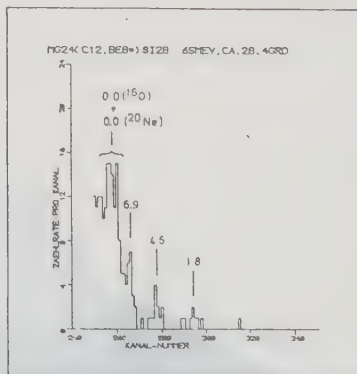
Spektrum für die Reaktion
 $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}^*)^{28}\text{Si}$.

$^8\text{Be}^*$ -Teilchenspektrum für den ersten angeregten Zustand von $^8\text{Be}^*$ bei ca. 2.9 MeV Anregungsenergie.

$$\theta_{\text{LAB}} \approx 28.5^\circ$$

$$E_{\text{LAB}} = 65 \text{ MeV}$$

Detektorkombination 1/4



Zur Erzeugung dieses Spektrums wurden nur die α -Paar-Summen, deren Energiedifferenzen positiv sind $[(E_{\alpha_i} - E_{\alpha_j}) > 0]$, ins Spektrum gesammelt.

Ist $(E_{\alpha_i} - E_{\alpha_j}) < 0$, so stammen die beiden α -Teilchen aus einem $^8\text{Be}^*$ -Aufbruch mit deutlich verschiedenem $^8\text{Be}^*$ -Streuwinkel θ_- .

Abb. 24 erläutert diese Beziehung der $^8\text{Be}^*$ -Streuwinkel mit den α -Energiedifferenzen.

$(E_{\alpha_i}, E_{\alpha_j}$: Energie im Detektor i bzw. j)

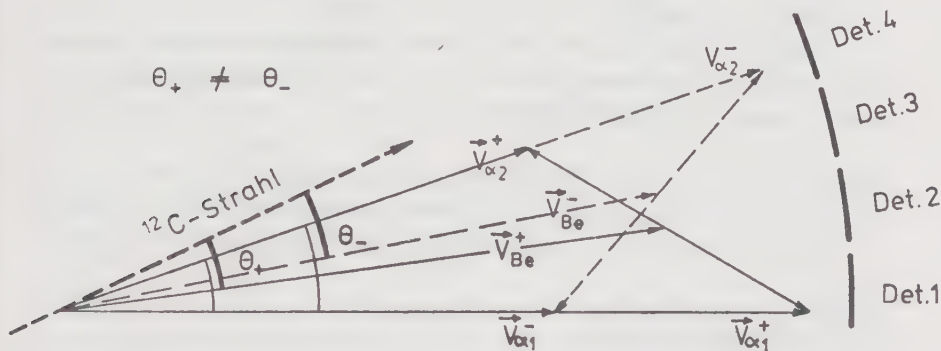


Abb. 24: Unterschiedlicher $^8\text{Be}^*$ -Streuwinkel θ_+ bzw. θ_- [je nach positiver oder negativer Energiedifferenz $(E_1 - E_2)$ für die beiden α -Teilchen, aber gleichen Energiedifferenzbetrag.]

Im gezeigten $^8\text{Be}^*$ -Teilchenspektrum (Abb. 23) beobachtet man deutlich die gleichen angeregten Zustände 1.8 MeV, 4.6 MeV, 6.9 MeV wie in $^8\text{Be}(\text{g.s.})$ (s. Abb. 42); die höher angeregten Zustände verschwinden im starken Untergrund, der evtl. von zufälligen Ereignissen oder 2 α -Prozessen erzeugt wird.

Eine Abschätzung des Verhältnisses der Nachweiswahrscheinlichkeit für $^8\text{Be}^*$ zu der für $^8\text{Be}(\text{g.s.})$ wird in Anhang I, Beispiel 2 gegeben. Das Verhältnis ist etwa 1 : 60.

IV. ERGEBNISSE, ANALYSE UND DISKUSSION

Die Untersuchung des Viernukleonentransfers mit Hilfe der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an leichten bis mittelschweren Targetkernen erbrachte die folgenden Ergebnisse.

Die gezeigten $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Teilchenspektren veranschaulichen die Stärke der beobachteten Anregung einzelner Niveaus im Restkern. Sie vermitteln eine Vorstellung über den Grad der Selektivität der Anregung von Zuständen im Restkern durch die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion.

Die gemessenen Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen geben ein Bild über den Charakter der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an den verschiedenen Targetkernen.

Zuerst wird aber die Aufgabe der hier durchgeführten DWBA-Rechnungen umrissen. Dann folgt die Darstellung der Ergebnisse und deren Analyse, was folgendermaßen gegliedert ist:

- (1) Leichte Kerne in der p- und Beginn der sd-Schale ($^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$).
- (2) Kerne in der Mitte der sd-Schale ($^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{28}\text{Si}$, $^{26}\text{Mg} \rightarrow ^{30}\text{Si}$, $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{S}$).
- (3) Kerne der fp-Schale ($^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{44}\text{Ti}$, $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{52}\text{Ti}$, $^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{58}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{62}\text{Zn}$).

Im Hinblick auf den Einfluß der Schalenmodellkonfiguration (siehe Kap. II.3) auf einen eventuellen Clustertransfer erscheint diese Gliederung angebracht. Anschaulich könnten sich besonders in Kernen, deren vier äußerste Nukleonen ($2p + 2n$) sich in einer neuen Schale befinden, diese vier Nukleonen zu einem Clustergebilde oder Quartett koppeln. Eine α -Transferreaktion zu solchen Kernen sollte darum für Zustände mit dieser α -Clusterstruktur relativ große Wirkungsquerschnitte besitzen.

Die Ausbildung und Struktur von Vier-Nukleonen-Korrelationen wird jedoch vermutlich von der vorherrschenden Kopplungsart in den verschiedenen Schalen regiert.

Bei den leichten Kernen herrscht LS-Kopplung im Kern, während in der sd-Schale der reine LS-Kopplungscharakter verloren geht und sogenannte intermediäre Kopplungsformen auftreten. In der fp-Schale schließlich rechnet man mit reiner $j j$ - Kopplung.

In das Bild der $j j$ - Kopplung paßt das Quartettschema, das auf der besonderen Kopplung der einzelnen Gesamtdrehimpulse j der vier Nukleonen aufbaut, während in der (sd)-Schale mit α -Teilchen ähnlichen Strukturen gerechnet wird³⁸⁾.

Bei leichten Kernen - wie vor allem in ^{16}O -, lassen sich die wenigen durch α -Transfer selektiv angeregten Zustände als Vier-teilchen-Vierloch-Zustände deuten.³⁹⁾

Räumliche α -Cluster werden angenommen.^{39a)}

Einen systematischen Überblick der Konfigurationsverhältnisse für die getroffene Auswahl von Targetkernen gibt nachfolgende Abb. 25:

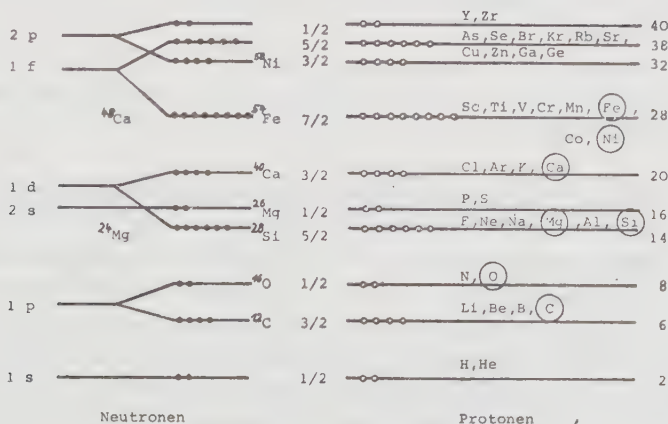


Abb. 25: Überblick über die Schalenmodellkonfigurationen der ausgewählten Targetkerne

IV.1 DWBA-Analyse der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion

Wie in Kap. II erwähnt, ist vor der Frage nach der Kernstruktur in den untersuchten Restkernen der Reaktionsmechanismus der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion zu klären.

Da zur Bevölkerung von Zuständen mit Viernukleonenkorrelationen ein sogenannter direkter α -Transfer geeignet ist, soll geprüft werden, ob die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion ein solcher direkter Prozeß sein kann. Zu diesem Zweck wurde eine Distorted-Wave-Born-Approximation-Analyse mit dem DWBA-Code LOLA von de Vries durchgeführt.

Die Rechenzeit forderte eine Beschränkung der möglichen Rechnungen, so daß das α -Transferproblem durch diese Analyse nur annähernd behandelt werden konnte.

a) Eignung des DWBA-Konzepts zur Analyse von ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)

Im Gegensatz zu Reaktionen mit leichten Projektilen (z.B. Deuteronen) ist bei Schwerionenreaktionen unbedingt mit gegenseitiger Anregung von Projektil und Target zu rechnen. Weil außerdem viele Nukleonen am Reaktionsprozeß teilnehmen können, werden im allgemeinen viele Freiheitsgrade der Reaktion zu beachten sein.

So entsteht ein Vielkörperproblem und es fragt sich deshalb, ob das DWBA-Konzept für die Behandlung von Schwerionenreaktionen geeignet ist. ^{40,41)}

aa) DWBA-Einschränkung auf lösbares 3-Körperproblem

Das DWBA-Konzept reduziert das erwähnte Vielkörperproblem auf ein lösbares 3-Körperproblem, indem der transferierte Cluster - hier ein α -Teilchen - als ein Teilchen angesehen wird.

Dieser Cluster geht mit den beiden "Cores" - d.h. dem Targetkern und dem nachgewiesenen Teilchen (hier ^8Be) - eine Bindung ein, die durch ein Woods-Saxon Potential beschrieben wird.

Zur Berechnung der DWBA-Amplitude werden weitere Vereinfachungen angenommen:

Die Stärke der Wechselwirkung von ^8Be mit dem Targetkern A ist gleich der des Projektils ^{12}C mit dem Targetkern A^{41} (Vereinfacht DWBA-Transfer-Amplitude). Die Bindung zwischen α -Cluster mit Target A (dem einen Core) und α -Cluster mit ^8Be (dem anderen Core) wird mit Hilfe der jeweiligen bekannten Bindungsenergie unter der Annahme eines Woods-Saxon-Potentials bestimmt. Den Eingangs- und Ausgangskanal beschreibt man durch das optische Modell.

Diese geschilderten Einschränkungen und Vereinfachungen sind bei Schwerionenreaktionen im allgemeinen nicht gerechtfertigt, werden also im allgemeinen keine gute Beschreibung der Schwerionenreaktionen ergeben.

Doch liegt hier eine andere Fragestellung vor:

Es soll gerade geprüft werden, ob die Annahme eines α -Transfers durch $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ und die Annahme einer Clusterstruktur im Restkern richtig ist. Dazu ist die geschilderte Reduzierung auf ein lösbares 3-Körperproblem geeignet.

Folglich kann die Analyse der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ -Reaktion mittels der DWBA nur dann gelingen, wenn der genealogische Faktor des Projektils ^{12}C und des Restkerns groß ist. Ein Erfolg der DWBA hängt also stark von der Struktur des Restkerns und des Projektils ab.

bb) Unzulänglichkeiten bei der Anwendung des DWBA-Konzepts

Eine möglichst exakte Prüfung auf α -ähnlichen Transfer durch $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ müßte auch Anregungen des Targetkerns A und des Kerns ^8Be berücksichtigen, die beim α -Transfermechanismus auftreten können. Leider vernachlässigt der Code diese Core-Anregungen.

Goldfarb⁴²⁾ zeigt am Beispiel der Reaktion $^{48}\text{Ca} (^{17}\text{O}, ^{16}\text{O}) ^{49}\text{Ca}$, daß der Verlauf der berechneten Winkelverteilung stark von der Größe des imaginären Potentials abhängt, obwohl die Analyse der gemessenen, zugehörigen elastischen Streuung unempfindlich auf verschiedene, imaginäre Potentialwerte zwischen 1 und 10 MeV ist. Offensichtlich kommt den imaginären Größen eines optischen

⁺ ^{12}C als $(^8\text{Be} + \alpha)$, Restkern als $(\text{Targetkern} + \alpha)$

Potentials zur Berechnung der Streuwellenfunktionen für den Ein- und Ausgangskanal einer Transferreaktion größere Bedeutung zu als bei der elastischen Streuung. Die in dieser Arbeit durchgeführten DWBA-Rechnungen bestätigen dies.

Trotz Vernachlässigung der "Core"-Anregung und Unsicherheit in den optischen Potentials läßt sich alles in allem feststellen, daß die DWBA-Analyse zur Prüfung der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion auf α -Transfer geeignet ist, da sie insbesondere die Clusterstruktur durch die geschilderte Annahme eines 3-Körperproblems betont.

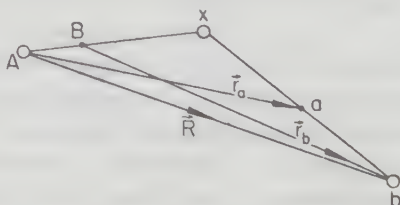
b) Die Durchführung der DWBA-Rechnungen

aa) Der DWBA-Wirkungsquerschnitt

In Ermangelung passender optischer Potentialdaten werden für die ^{12}C -Streuung an den Targetkernen Potentialdaten aus der elastischen Streuung mit Nachbarkernen herangezogen. Weitere Unsicherheit bringt die Unkenntnis von Potentialdaten für die elastische Streuung von ^8Be an den Restkernen. Da hierfür experimentell keine Werte bestimmt werden können, werden die gleichen Daten wie für den Eingangskanal als Näherung benutzt. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden keine einschränkenden Annahmen über die Reichweite der Kernkräfte zwischen α -Teilchen und den beiden "Cores" (^8Be und Target) gemacht (Finite range DWBA). Die Abstandsvektoren vom Target A zum Projektil ($^8\text{Be} + \alpha$) sowie zwischen Restkern und ^8Be werden exakt berechnet (Berücksichtigung des Rückstoßeffektes ¹⁰⁾).

Abb.26: (aus Ref. 10)

Koordinatensystem für die Reaktion $A(a,b)$ $B; a=b+x$;
 $B=A+x$ für die Situation in Schwerionenreaktionen
 $a=^{12}\text{C}$; $b=^8\text{Be}$, $x=\alpha$



Nach der Theorie von Austern et al.⁴³⁾ berechnet LOLA den kinematischen Teil des Wirkungsquerschnittes zu:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{LOLA}}^l = \frac{1}{E_i E_f} \frac{k_f}{k_i} \sum_{m=-l}^{+l} \left| \sum_{L_f=L_{\min}}^{L_{\max}} \beta_{L_f}^{l_m} d_{0-m}^{L_f}(\theta) \right|^2 \quad (10)$$

$\beta_{L_f}^{l_m}$: DWBA-Transferamplitude

E_i, E_f : Schwerpunktsenergie des Anfangszustandes bzw. Endzustandes

k_i, k_f : entsprechende Wellenzahlen

l : transferierter Bahndrehimpuls

$d_0(\theta)$: Rotationsfunktion

Dann ergibt sich der gemessene Wirkungsquerschnitt⁴⁴⁾
(Normierung):

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|^l = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \cdot S_4(^{12}\text{C}) \cdot S_4(B) \cdot (2l+1) \cdot W^2(l_1 j_1 l_2 j_2; s_\alpha l) \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{LOLA}}^l \quad (11)$$

$^{12}\text{C} = {}^8\text{Be} + \alpha (l_1)$ A:Target B:Restkern

Restkern = A + $\alpha (l_2)$ J:Kernspin

bb) Eingabe zur Berechnung der gebundenen Zustandswellenfunktion

Zur Angabe der Drehimpulse l_1, j_1, l_2, j_2 und der Knoten N der Wellenfunktionen für den gebundenen Zustand des α -Teilchens mit dem entsprechenden "Core", wurden folgende Annahmen gemacht.

Das Übertragene Teilchen sei ein α -Cluster mit Spin Null. Da alle verwendeten Targets A den Gesamtdrehimpuls Null haben und keine "Core"-Anregungen berücksichtigt werden können, wurde angenommen, daß dieser "Core" A auch im Restkern den Drehimpuls

Null hat, so daß das α -Teilchen darin den beobachteten Gesamtdrehimpuls des Restkerns als Bahndrehimpuls l_2 trägt ($l_2 = j_2$). Entsprechendes gilt für das α -Teilchen im gebundenen Zustand mit ^8Be im Projektil ^{12}C . Das α -Teilchen in ^{12}C besitzt also den Bahndrehimpuls $l_1 = 0 = j_1$.

Es wurden Übergänge zu Niveaus im Restkern mit Kernspin 0^+ , 2^+ , 4^+ untersucht, so daß bei der skizzierten Vorstellung der Drehimpulstransfer l gleich 0, 2, 4 ist ($l = l_2!$).

Die Knoten N der Wellenfunktionen für die gebundenen Zustände des α -Teilchens mit den jeweiligen "Cores" ergeben sich nach folgender Regel: ⁴⁵⁾

$$2N + L = \sum_{i=1}^4 2n_i + l_i \quad (12)$$

L : Bahndrehimpuls des α -Teilchens gebunden an einen "Core" mit Kernspin 0

Um die Knoten n_i und Bahndrehimpulse der vier Nukleonen des gebundenen α -Teilchens zu erhalten, mußte jeweils eine passende Konfiguration dieser Nukleonen im Restkern bzw. Projektil ^{12}C angenommen werden.

So wird für die vier Nukleonen des α in ^{12}C eine $(1p)^4$ -Konfiguration angenommen:

$$n_i = 1 - 1 = 0;$$

$$l_i = 1;$$

$$2N + 0 = 4 \Rightarrow N = 2;$$

Für den Koeffizienten ⁴⁶⁾ $(2l_1 + 1) W^2(l_1 j_1 l_2 j_2; s_{\alpha l})$ ergibt sich bei der benutzten Vorstellung für alle gerechneten Fälle stets 1.

$$W(l_1 j_1 l_2 j_2; 0) = \frac{(-)^{l_1+l_2-1}}{[(2l_1+1)(2l_2+1)]^{1/2}} \cdot \delta_{(l_1 j_1)} \cdot \delta_{(l_2 j_2)} \quad (13)$$

$$l_2 = 1$$

$$l_1 = j_1$$

$$l_2 = j_2$$

cc) Die Spektroskopischen Faktoren

Mit der Kenntnis der Kernspins von Targetkern A und Restkern ($A + \alpha$) läßt sich schließlich durch Vergleich mit den experimentellen Daten das Produkt der spektroskopischen Faktoren S_{44} angeben.

$$S_{44} = S_4(^{12}\text{C}) \cdot S_4(A + \alpha)$$

Der Index 4 soll andeuten, daß es sich um alpha - spektroskopische Faktoren handelt.

Um die Struktur gleicher Zustände im Restkern, bevölkert in mehreren Alternativ-Reaktionen (z.B.: (^6Li , d), (^7Li , t) (^{16}O , ^{12}C), (^{20}Ne , ^{16}O)), zu kennzeichnen, müßte der absolute α -spektroskopische Faktor S_4 des Zustands im Restkern ermittelt werden, d.h. $S_4(^{12}\text{C})$ muß bekannt sein.

Für den Vergleich mit Alternativ-Transferreaktionen kann aber auch das Verhältnis zweier spektroskopischer Faktoren herangezogen werden:

Man erhält dadurch relative α -spektroskopische Faktoren S_{rel} , die üblicherweise auf den spektroskopischen Faktor für den Grundzustand bezogen werden.

Gleiches $[S_{4\text{exc.}} / S_{4\text{g.s.}}]$ -Verhältnis weist auf gleichartige Reaktionsmechanismen in den Alternativ-Reaktionen hin.

Absolute spektroskopische Faktoren für $[S_4(\text{Restkern})]$ sind jedoch für einen zuverlässigen Vergleich einzelner Niveaus im Restkern, die durch verschiedene Reaktionen bevölkert werden, wünschenswert.

Gutbrod et al.⁹⁾ haben Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})$ $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ und $^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})$ $^{12}\text{C}_{\text{o.o.}}^+$ durchgeführt und erhalten folgende Werte für die beiden Produkte der spektroskopischen Faktoren:

$$S_h(^6\text{Li}) \cdot S_h(^{12}\text{C}_{\text{Be g.s.}}) = 0.759 \text{ bzw.}$$

$$S_h(^6\text{Li}) \cdot S_h(^{16}\text{O}_{\text{C g.s.}}) = 0.333$$

Die beiden Produkte verhalten sich wie

$$\left[\frac{S_h(^{12}\text{C})}{S_h(^{16}\text{O})} \right]_{\text{exp}} = \frac{0.759}{0.333} = 2.3$$

(Dieses Verhältnis ist - wie in Kap. II erwähnt - ein wichtiger Grund, daß $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ für einen α -Transfer geeigneter erscheint als $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$.)

I. Rotter ⁵⁾ hat $S_h(^{12}\text{C}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + \alpha)$ und $S_h(^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C}_{\text{g.s.}} + \alpha)$ theoretisch bestimmt:

$$\underline{S_h(^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}) = 0.542 ; \quad S_h(^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}) = 0.228}$$

Man erhält damit das theoretische Verhältnis:

$$\left[S_h(^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}) / S_h(^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}) \right]_{\text{Theor.}} = 2.377$$

Diese Übereinstimmung ermutigt, sich zur Berechnung absoluter spektroskopischer Faktoren für Zustände im Restkern auf $S_h(^{12}\text{C}_{\text{g.s.}})$ von I. Rotter zu beziehen.

Ein halberempirischer Weg $S_h(^{12}\text{C}_{\text{g.s.}})$ zu bestimmen, bietet sich über das von Gutbrod et al. gemessene Produkt an.

$$S_h(^6\text{Li}) \cdot S_h(^{12}\text{C}_{\text{Be g.s.}} + \alpha) = 0.759$$

Nach Klages et al. ⁴⁷⁾ ist der theoretische Wert für ^6Li :

$$S_h(^6\text{Li}_d + \alpha) = 0.8$$

so ergibt sich endlich: $S_h(^{12}\text{C}) = 0.675$ ¹²⁾

Dieser halberempirische Wert liegt 25 % höher als der rein theoretische Wert.

Beim halbempirischen Wert sind die theoretische Unsicherheit für $S_4(^6\text{Li})$ und die beschränkte Meßgenauigkeit zu berücksichtigen. Da außerdem für die $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ - Reaktion absolute spektroskopische Faktoren für die Zustände im Restkern mit Hilfe des Wertes $S_4(^{16}\text{O})$ von I. Rotter angegeben werden, wird auch hier für $S_4(^{12}\text{C}_{\text{g.s.}})$ der theoretische Wert von I. Rotter benutzt.

c) Tabellarische Zusammenfassung der DWBA-Analyse

In Tabelle IV werden die angenommenen Konfigurationen und weitere Kennzeichen der jeweiligen gebundenen Zustände in den Restkernen beschrieben und die erhaltenen spektroskopischen Informationen aufgeführt.

Tabelle V gibt die zugehörigen optischen Potentialdaten an. Sie wurden zum Teil von de Vries vorgeschlagen.

Die Zuverlässigkeit der DWBA-Analyse bei den benutzten Potentialdaten wird in Kap. V.1 diskutiert.

Der Programmcode LOLA wurde für die Rechnung der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ -Reaktion an ^{12}C abgeändert. Die beiden identischen Teilchen im Eingangskanal erfordern eine Symmetrisierung der Transferamplitude T .

Analog zum Fall der Streuung identischer Teilchen ergibt sich die symmetrisierte Transferamplitude T_S als Summe der nicht-symmetrisierten Amplituden T_A für den Winkel θ und $\pi - \theta$:

$$T_S(\theta) = T_A(\theta) + T_A(\pi - \theta)$$

Tabelle IV : Gebundene Zustände, Spektroskopische Faktoren

$$P = r_0 A^{1/3}$$

Bestkern	Angegebene Konfiguration	L	M	r_0 (fm)	Bindungsenergie (MeV)	$S_{4(12)} \cdot S_{4(\text{Restkern})}$	rel. spektr. Faktor	abs. spektr. Faktor	Bemerkung
$^{12}\text{C} (0^+, 0.0)$	$8\text{Be} \otimes (1p)^4$	0	2	1.25	- 7.37		-	theor. 0.542 (Ref. 5) I. Rotter	
$^{16}\text{O} (0^+, 0.0)$	$^{12}\text{C} \otimes (1p)^4$	0	2	1.25	- 7.16	0.125	1	theor. 0.23 (Ref. 5) I. Rotter	
$^{16}\text{O} (2^+, 6.9)$	$^{12}\text{C} \otimes (1p)^4$	2	1	1.25	- 0.26	0.45	3.6	0.83	
$^{20}\text{Ne} (0^+, 0.0)$	$^{16}\text{O} \otimes (2s1d)^4$	0	4	1.25	- 4.73	0.160	1	0.295	
$^{20}\text{Ne} (2^+, 1.63)$	- " -	2	3	1.25	- 3.10	0.0922	0.61	0.101	
$^{20}\text{Ne} (4^+, 4.25)$	- " -	4	2	1.25	- 0.42	0.0409	0.26	0.075	
$^{28}\text{Si} (0^+, 0.0)$	$^{24}\text{Mg} \otimes (2s1d)^4$	0	4	1.25	- 9.026	1.4	1	2.52	$E^{12\text{C}} = 65 \text{ MeV}$
$^{28}\text{Si} (2^+, 1.8)$	- " -	2	3	1.25	- 8.196	0.26	0.19	0.48	50 MeV
$^{28}\text{Si} (4^+, 4.6)$	- " -	4	2	1.25	- 5.366	0.12	0.086	0.22	
$^{28}\text{Si} (4^+, 6.6)$	- " -	4	2	1.25	- 3.066	0.39	0.29	0.72	
$^{30}\text{Si} (2^+, 3.6)$	$^{26}\text{Mg} \otimes (2s1d)^4$	2	3	1.25	- 5.65	0.19	-	0.35	

Parentkern	Angenommene Konfiguration	L	N	r_0 (fm)	Bindungsenergie (Mev)	$S_4(^{12}\text{C})$ $S_4(\text{Restkern})$	rel. spektr. Faktor	abs. spektr. Faktor	Bemerkung
$^{30}\text{Si}(2^+, 7.3)$	$26_{\text{Mg}} \otimes (2s1d)^4$	2	3	1.25	- 3.35	0.16	-	0.295	
$^{32}\text{S}(0^+, 0.0)$	$28_{\text{Si}} \otimes (2s1d)^4$	0	4	1.25	- 6.948	0.265	1	0.489	
$^{32}\text{S}(2^+, 2.9)$	- " -	2	3	1.25	- 4.648	0.074	0.279	0.137	
$^{44}_{\text{Ti}}(0^+, 0.0)$	$40_{\text{Ca}} \otimes (1f2p)^4$	0	6	1.2	- 5.235	0.34	1	0.62	
$^{44}_{\text{Ti}}(2^+, 1.08)$	- " -	2	5	1.2	- 4.155	0.0752	0.22	0.139	Boundstate -
$^{44}_{\text{Ti}}(4^+, 2.5)$	- " -	4	4	1.2	- 2.725	0.048	0.14	0.089	radius für $^{12}\text{C}^{8\text{Be}} + \alpha$
$^{52}_{\text{Ti}}(0^+, 0.0)$	$48_{\text{Ca}} \otimes (1f2p)^4$	0	6	1.2	- 7.673	0.488	1	0.90	$1.2 A^{1/3}$
$^{52}_{\text{Ti}}(2^+, 1.04)$	- " -	2	5	1.2	- 6.683	0.0328	0.067	0.061	
$^{52}_{\text{Ti}}(4^+, 2.3)$	- " -	4	4	1.2	- 5.373	0.0172	0.035	0.032	
$^{58}_{\text{Ni}}(0^+, 0.0)$	$54_{\text{Fe}} \otimes (1f2p)^4$	0	6	1.25	- 6.408	0.046	1	0.085	
$^{58}_{\text{Ni}}(2^+, 1.45)$	- " -	2	5	1.25	- 4.908	0.0080	0.17	0.015	
$^{58}_{\text{Ni}}(4^+, 2.45)$	- " -	4	4	1.25	- 3.908	0.0036	0.078	0.0066	
$^{62}_{\text{Zn}}(0^+, 0.0)$	$58_{\text{Ni}} \otimes (1f2p)^4$	0	6	1.25	- 3.305	0.106	1	0.20	
$^{62}_{\text{Zn}}(2^+, 0.95)$	- " -	2	5	1.25	- 2.355	0.038	0.35	0.070	

Tabelle V : Parameter zum optischen Modell

$$R = r_o \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)$$

Kanal	Elastische Streuung	V (MeV)	r_o (fm)	a_o (fm)	W (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	r_c (fm)	^{12}C - Strahl E_{LAB} (MeV)
$^{12}C + ^{12}C$	W.REILLY et al. Ref: 48	14	1.339	0.49	0.4+0.14 $E_{c.m.}$	1.339	0.49	1.2	63
$^{12}C + ^{16}O$	de Vries Ref. 49	30	1.13	0.65	12	1.13	0.65	1.25	56
$^{12}C + ^{24}Mg$	de Vries Ref: 49 $^{16}O + ^{32}S$	37	1.28	0.583	78	1.305	0.28	1.25	65; 50
$^{12}C + ^{26}Mg$	de Vries Ref: 49 $^{16}O + ^{32}S$	37	1.28	0.583	78	1.305	0.28	1.25	60
$^{12}C + ^{28}S$	de Vries Ref: 49 $^{16}O + ^{32}S$	37	1.28	0.583	78	1.305	0.28	1.25	56
$^{12}C + ^{40}Ca$	P.D.Bond 50) et al. $^{40}Ca + ^{13}C$	33.4	1.271	0.55	$W_{Volume}:18$ $4 W_{Surf}:18$	1.176	0.05	1.2	56
$^{12}C + ^{48}Ca$	P.D.Bond 50) et al. $^{40}Ca + ^{13}C$	33.4	1.271	0.55	$W_{Volume}:18$ $4 W_{Surf}:18$	1.176	0.05	1.2	56
$^{12}C + ^{54}Fe$	MacLay 51) Ref. $^{64}Fe + ^{16}O$	35.2	1.31	0.493	61.4	1.176	0.55	1.2	56
$^{12}C + ^{58}Ni$	MacLay, Ref. 51) $^{54}Ni + ^{16}O$	35.3	1.31	0.493	19.7	1.20	0.204	1.2	55

IV.2 $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion an leichten Kernen (1p-Schale, Beginn der sd-Schale)

Alpha-Transfer und Alpha-Pickup-Reaktionen zu leichten Kernen wie ^{16}O und ^{20}Ne werden schon seit etwa 10 Jahren untersucht.⁵²⁾ Es gibt bereits viele theoretische Untersuchungen über α -Strukturen in leichten Kernen:^{5,11,39,53,54)}

Die Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{16}\text{O}$ wurde im Detail gemessen. Zur ausgedehnten Messung dieser Reaktion veranlaßte insbesondere die Suche nach eventuellen Resonanzen.

a) $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{16}\text{O}$

Die Kernreaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{16}\text{O}$ wurde für 7 verschiedene Laborwinkel (15° , 20° , ..., 45°) bei Energien von 35 MeV bis 69 MeV (Laborsystem) in Schritten von 500 keV gemessen (in einigen Energiebereichen in 250 keV bzw. 100 keV Schritten). Außerdem wurden bei nachfolgenden Energien Winkelverteilungen in 1° oder 2.5° Schritten aufgenommen: 60 MeV, 61 MeV, 63 MeV.

Die Anregungsfunktionen aller 7 Winkel für die ersten drei beobachteten Niveaus im Restkern ^{16}O [$0.0 (0^+)$, $6.1 (3^-, 0^+)$, $6.9 (2^+)$] finden sich in der Diplomarbeit von J. Stettmeier,²⁵⁾ ebenso die Winkelverteilungen bei 60 und 61 MeV für die beobachteten Zustände bis 11.1 MeV Anregungsenergie.

Die vorliegende Arbeit enthält Anregungsfunktionen für Zustände mit Anregungsenergien > 6.9 MeV und Winkelverteilungen (Abb. 31 bis 36).

In den Abb. 28, 29, 30 werden drei Spektren für 50 MeV, 56 MeV u. 68 MeV zu einem Laborwinkel von 15° gezeigt. Sie veranschaulichen die gemessene Reaktion in Abhängigkeit von der Einschußenergie.

aa) Spektren

Die beobachteten Anregungsenergien haben eine Genauigkeit von ± 100 keV.

Die Spektren zeigen eine deutlich selektive Anregung einiger ^{16}O -Zustände. Von den ca. 40 bekannten ^{16}O -Niveaus mit Anregungsenergien bis 17 MeV werden nur einige bevölkert.

Grundzustand und erste Rotationsbande: Man beobachtet außer dem Grundzustand die erste Rotationsbande in ^{16}O [6.05 (0^+) - 6.92 (2^+) - 10.35 (4^+) - 16.3 (6^+)]; sie ist in allen Spektren, also bei allen gemessenen Winkeln und Energien, besonders stark angeregt. Wie in der Literatur ausgeführt ³⁹⁾, wird ihr eine Vier-Teilchen-Vier-Loch-Konfiguration zugeschrieben ($(1p_{1/2})^{-4} (1d_{5/2} \ 2s_{1/2})^4$).

Inwieweit der 3^- -Zustand (6.13 MeV) zur Anregung bei 6.1 MeV beiträgt, läßt sich bei der gegebenen Auflösung nicht feststellen.

Weitere stark bevölkerte Zustände beobachtet man bei 11.1 MeV und 14.4 - 14.9 MeV Anregungsenergie im Restkern ^{16}O .

11.1 MeV: Legt man die Überlegungen von Debevec, Fortune et al.⁵⁵⁾ zugrunde, handelt es sich bei 11.1 MeV wahrscheinlich um die Bevölkерung des zweiten 4^+ -Zustandes 11.096 MeV, der über einen Zweistufenprozeß anomal stark bevölkert werden kann, wobei man ihm die Zustandskonfiguration $^{20}\text{Ne} (2^+) \otimes ^{12}\text{C} (2^+)$ zuschreibt (ebenfalls eine Vier-Teilchen-Vier-Loch-Konfiguration). Auch eine starke Anregung über einen Compoundprozeß ist denkbar.

14.7 MeV: Zur Gruppe der Zustände um 14.7 MeV wird höchstwahrscheinlich auch der erste 6^+ -Zustand von 14.82 MeV beitragen. Doch auch die beiden 4^+ -Zustände von 14.39 MeV und 14.922 MeV werden in Anbetracht der breiten Linie um 14.7 MeV ebenfalls bevölkert.

Außerdem liegt bei 14.7 MeV der 5^- -Zustand als drittes Glied in der Rotationsbande von ^{16}O mit negativer Parität [9.61 MeV (1^-) - 11.63 (3^-) - 14.7 (5^-)] .

8.9 MeV: Zustände unnatürlicher Parität werden deutlich angeregt, wenn man zu niedrigeren Einschußenergien (≤ 50 MeV) kommt. Wie Spektrum in Abb. 28 zeigt, beobachtet man dann ganz deutlich eine kleine Linie um 8.9 MeV, die als der 2^- -Zustand von 8.87 MeV interpretiert werden kann.

Untergrund: Die hier betrachteten Spektren (Abb.28-30) zeigen - wie auch alle anderen Spektren der untersuchten ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktionen - einen "Untergrundberg". Ein Teil des Berges entsteht aufgrund zufälliger Koinzidenzen.

Da jedoch die Energiebedingung für $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ gesetzt wurde und auch die ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktionen solche Untergrundberge zeigen ⁵⁶⁾, werden hauptsächlich $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Kerne den "Berg" in den ^8Be -Teilchenspektren erzeugen. Unabhängig von den untersuchten Targetkernen setzt dieser starke Untergrund stets bei einem Q-Wert von ≈ -8 MeV ein und wird mit zunehmender Einschußenergie immer stärker angeregt. Da die Bindungsenergie von ($^8\text{Be} + \alpha$) ca. 7.2 MeV beträgt, kann man deshalb für die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion - wie Becchetti 19) für ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) vorschlägt - als Ursache dieses Untergrundberges den Aufbruch des Geschoßkerns ^{12}C in ^8Be und α im Kernfeld des Targetkerns annehmen.

Auch bei Betrachtung der Spektren für die Reaktion an anderen ausgewählten Targetkernen zeigt sich, daß der Untergrundberg stets bei den Anregungsenergien beginnt, die in der Q-Wert-Skala zwischen -7 und -8 MeV liegen.

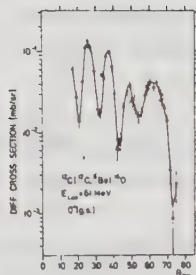
bb) Winkelverteilungen

Abb. 27:

Winkelverteilung der Reaktion

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}) ^{16}\text{O}$ g.s. g.s.

bei $E_{^{12}\text{C}}(\text{LAB}) = 61 \text{ MeV}$



Die Winkelverteilung für den 0^+ Grundzustand oszilliert sehr stark.

Die gestrichelte Linie durch die Meßpunkte für $0^+(\text{g.s.})$ bei 63 MeV in Abb. 32 ist analog den Ergebnissen zu $0^+(\text{g.s.})$ bei 61 MeV eingezeichnet. (Abb. 27) Der Verlauf des 0^+ Grundzustandes bei 61 MeV in Abb. 27, (der wegen der dichteren Meßpunkte zuverlässiger ist), zeigt eine regelmäßige Legendre-Polynom-ähnliche Struktur, wobei die Frequenz der Winkeloszillation ungefähr derjenigen für $L = 16$ entspricht. (siehe Abb. 27) Der $0^+(\text{g.s.})$ für 60 MeV und 63 MeV zeigt entsprechendes Verhalten. (siehe Abb. 32)

Für $0^+(\text{g.s.})$ und $2^+(6.92 \text{ MeV})$ bei 63 MeV wurden DWBA-Rechnungen durchgeführt. Aufgrund des Compoundanteils passen sich die gerechneten Kurven (punktiert eingezeichnet) den Meßpunkten ungenügend an. Die bestimmten spektroskopischen Faktoren nehmen plausible Werte an (Abb. 32). (Für die Kurve zum $0^+(\text{g.s.})$ wurden die in Kap. IV.1 diskutierten theoretischen α -spektroskopischen Faktoren für $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ und $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ benutzt. Es ist befriedigend, daß sich dadurch die errechnete Kurve in den Bereich der Meßdaten einpaßt, wenngleich der Kurvenverlauf der DWBA-Rechnungen gar nicht mit den Meßdaten übereinstimmt.)

Klarer zeigt die Rechnung für den 2^+ (6.92 MeV) Zustand (Abb. 32), daß die DWBA zwar den Verlauf nicht gut wiedergibt, aber plausible spektroskopische Faktoren liefert: Die DWBA-Kurve ist an die Daten für Vorwärtswinkel angepaßt, weil in diesem Winkelbereich ein eventuell vorhandener, direkter α -Transfer stärker ist.

Für den absoluten spektroskopischen Faktor $S_4(^{16}\text{O } 2^+_{6.9})$ erhält man den Wert 0.83, der 3.6 mal größer als der theoretische Wert für $^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ ist. Da 2^+ (6.92 MeV) als zweites Glied zu der Rotationsbande in ^{16}O gehört, für die insbesondere α -Struktur angenommen wird, ist das erhaltene Verhältnis der beiden spektroskopischen Faktoren plausibel.

Trotz dieser Konsistenz offenbart der Verlauf der gemessenen Winkelverteilungen im Vergleich zu den Rechnungen, daß ein direkter Einstufenprozeß keine dominierende Rolle in der Reaktion $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{16}\text{O}$ spielt.

cc) Anregungsfunktionen

Die Anregung von Zuständen unnatürlicher Parität (2^- , 8.87 MeV) in der $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}) ^{16}\text{O}$ -Reaktion und oszillierende, flache Winkelverteilungen zeigen bereits, daß andere als direkte Einstufenprozesse eine wichtige Rolle spielen.

Die Anregungsfunktionen erhärten dieses Bild:
Sie zeigen keinen glatten Verlauf, sondern auffällige Strukturen.

Das gilt nicht nur für die hier vorgestellten Anregungsfunktionen für Zustände ab 10.4 MeV, sondern auch für die Anregungsfunktionen zum Grundzustand, zu 6.1 MeV und 6.9 MeV. (Ref. 25)

Ganz deutlich zeigt z.B. der Zustand bei 11.1 MeV Strukturen von ca. 5 MeV Breite, ebenso der Zustand bei 10.4 MeV, (siehe Abb. 33 und 34).

Der relativ flache Verlauf bei 14.7 MeV und 16.3 MeV beruht möglicherweise darauf, daß mehrere nicht voneinander trennbare Zustände zusammengefaßt sind (Abb. 35, 36).

Bei diesen stark strukturierten Anregungsfunktionen liegt es nahe, nach Resonanzen im Compoundkern ^{24}Mg zu suchen.

In der Tat haben Sperr et al.⁵⁷⁾ im n-Kanal ^{12}C (^{12}C , n) ^{23}Mg , sowie van Bibber et al.⁵⁸⁾ im p-Kanal ^{12}C (^{12}C , p) ^{23}Na eine Resonanz bei $E_{\text{LAB}}(^{12}\text{C}) = 38.6$ MeV festgestellt. Im α -Kanal ^{12}C (^{12}C , α) ^{20}Ne beobachtet man an dieser Stelle eine deutliche Abnahme des Wirkungsquerschnittes. (L.R.Greenwood et al.⁵⁹⁾)

Die Anregungsfunktionen für den Grundzustand, den 6.1 - und 6.9 MeV Zustand zeigen bei 38.6 MeV keine besondere Erscheinung. Eine eventuell vorhandene Resonanz unterschiede sich nicht wesentlich von ähnlichen Strukturen bei anderen Einschüßenergien.

Da es in dieser Untersuchung um die Frage nach der Rolle des Einstufenprozesses, dem α -Transfer geht, sei dahingestellt, welche Art von Mehrstufenprozesse oder Compoundkernbildungen eine bedeutende Rolle in der Reaktion ^{12}C (^{12}C , ^8Be) ^{16}O spielen. Hierzu sind Winkelkorrelationsanalysen und Kanalquerkorrelationsuntersuchungen unternommen worden⁶⁰⁾. Sie zeigen, daß zwar Winkelkorrelationen vorhanden sind, aber Kanalquerkorrelationen nicht deutlich beobachtet werden können. So bleibt offen, ob individuelle Resonanzen oder statistische Fluktuationen zum direkten Einstufenprozeß konkurrieren.

Zusammenfassung:

Da Zustände unnatürlicher Parität bevölkert werden, die Anpassung der DWBA-Rechnungen an die gemessenen Winkelverteilungen ungenügend ist und die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der ^{12}C -Einschüßenergie stark variieren und daher Fein- wie auch Grobstrukturen die Anregungsfunktionen prägen, bestimmen andere Reaktionsmechanismen anstelle des direkten α -Transfers das Reaktionsverhalten.

Andererseits beobachtet man eine starke Anregung der ersten Rotationsbande, der α -Struktur zugeschrieben wird, und ermittelt bei Anpassung der Rechnung an die Daten für Vorwärtswinkel plausible α -spektroskopische Faktoren. Das läßt vermuten, daß direkte α -Transferprozesse zur Reaktion unter kleinen Vorwärtswinkeln merklich beitragen.

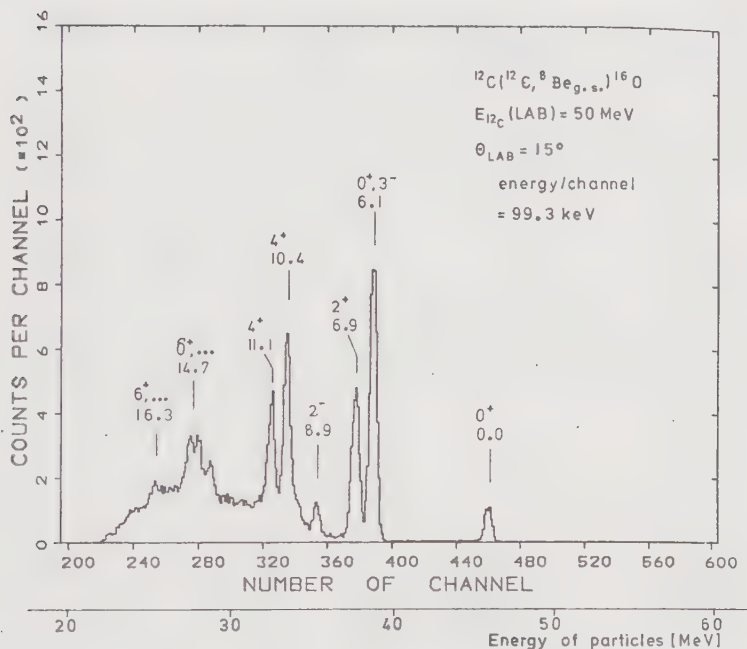


Abb. 28: ^8Be -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}$ bei einer Energie des ^{12}C -Strahls von 50 MeV; $\theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$

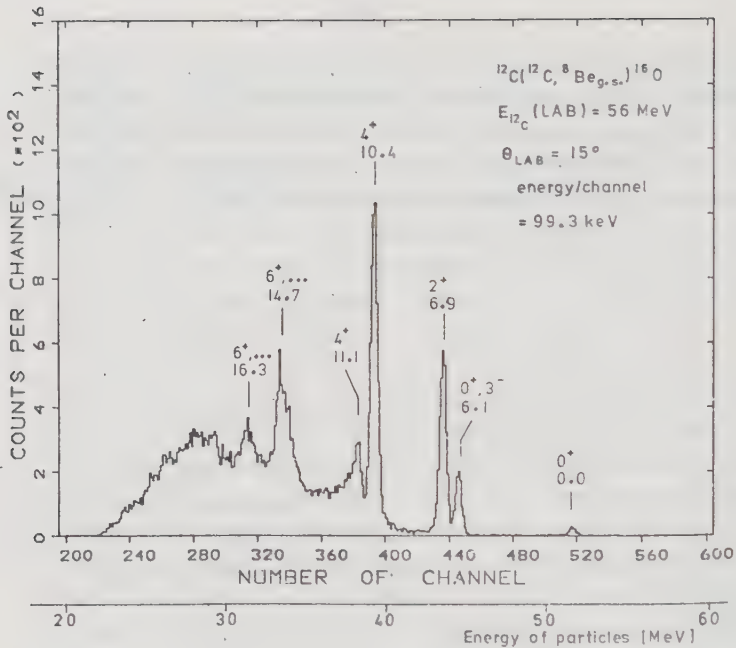


Abb. 29: Wie Abb. 28, jedoch $E_{^{12}\text{C}}(\text{LAB}) = 56 \text{ MeV}$

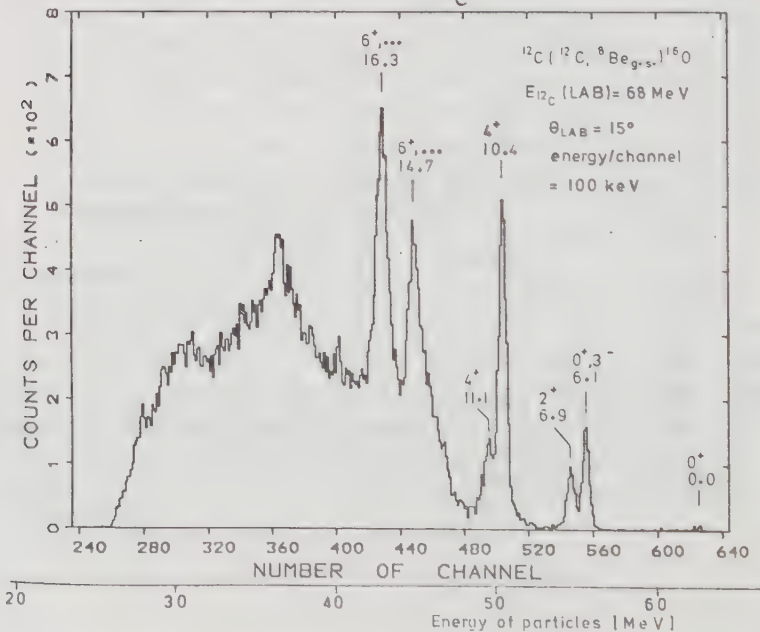


Abb. 30: Wie Abb. 28, jedoch $E_{^{12}\text{C}} = 68 \text{ MeV}$

Zu den Abbildungen auf den Seiten 70 bis 75

Abb. 31: Winkelverteilungen für $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{16}\text{O}$
bei 61 MeV.

Abb. 32: Wie Abb. 31, jedoch bei 63 MeV.
Punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen.

Abb. 33: Anregungsfunktionen für $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{16}\text{O}$
für verschiedene Streuwinkel. Die Anregungs-
energie ist 10.4 MeV.

Abb. 34: Wie Abb. 33, jedoch bei Anregungsenergie
11.1 MeV.

Abb. 35: Wie Abb. 33, jedoch bei Anregungsenergie
14.7 MeV.

Abb. 36: Wie Abb. 33, jedoch bei Anregungsenergie
16.3 MeV.

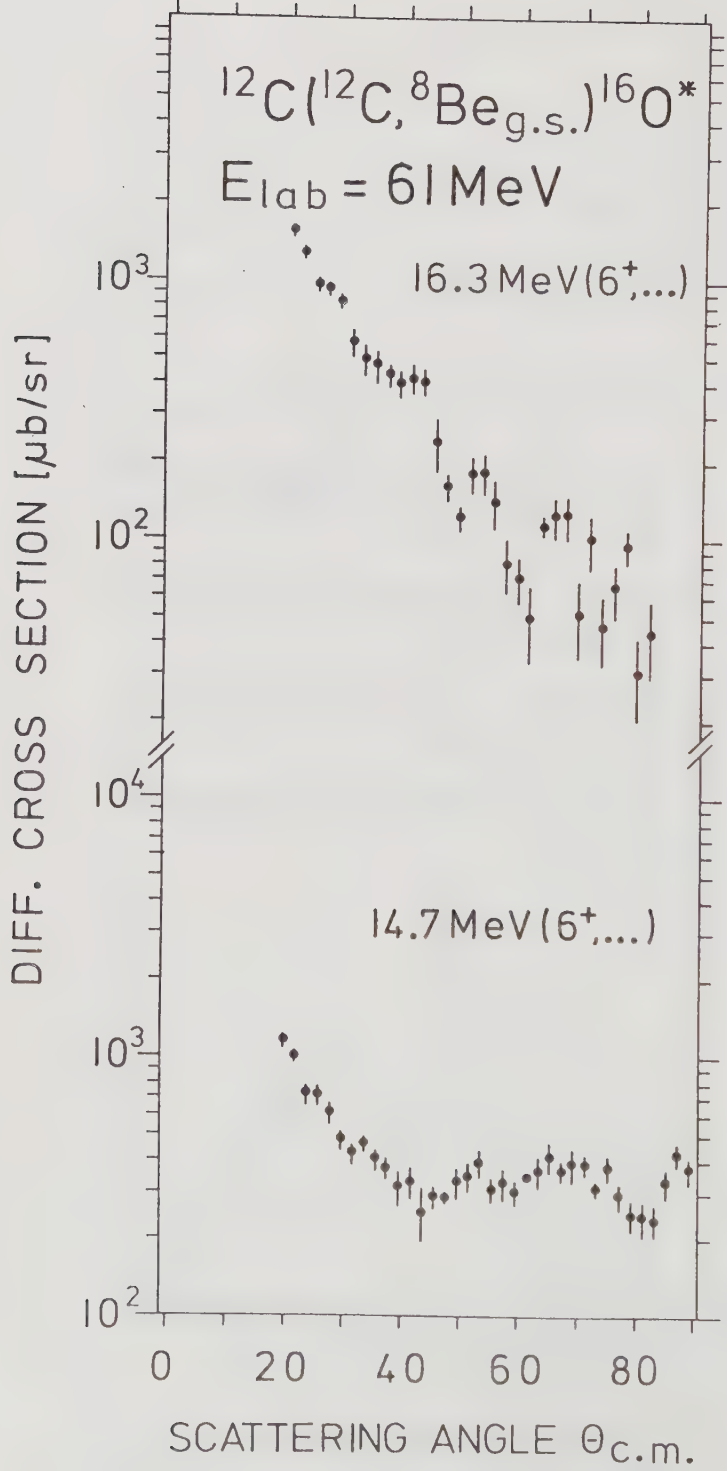
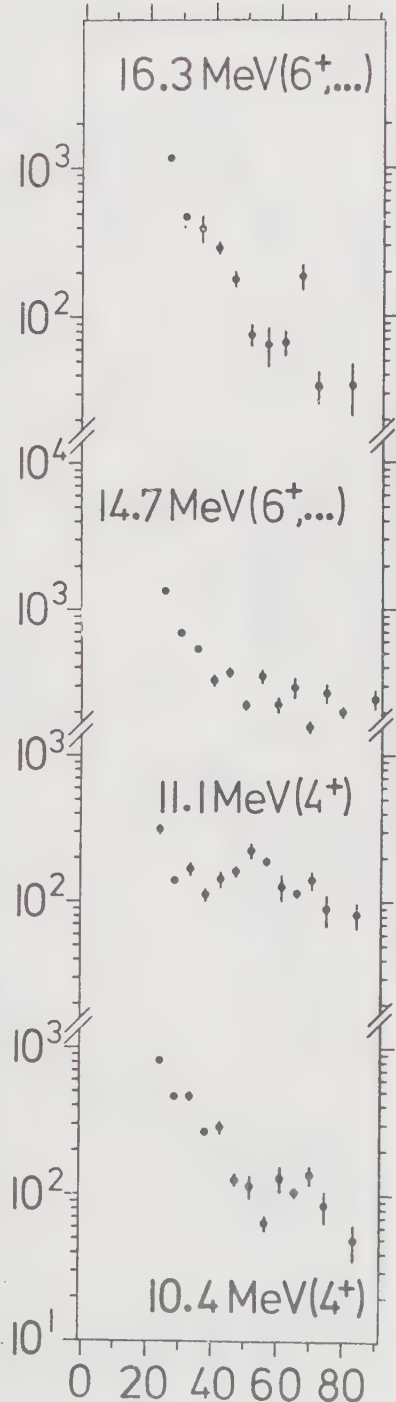
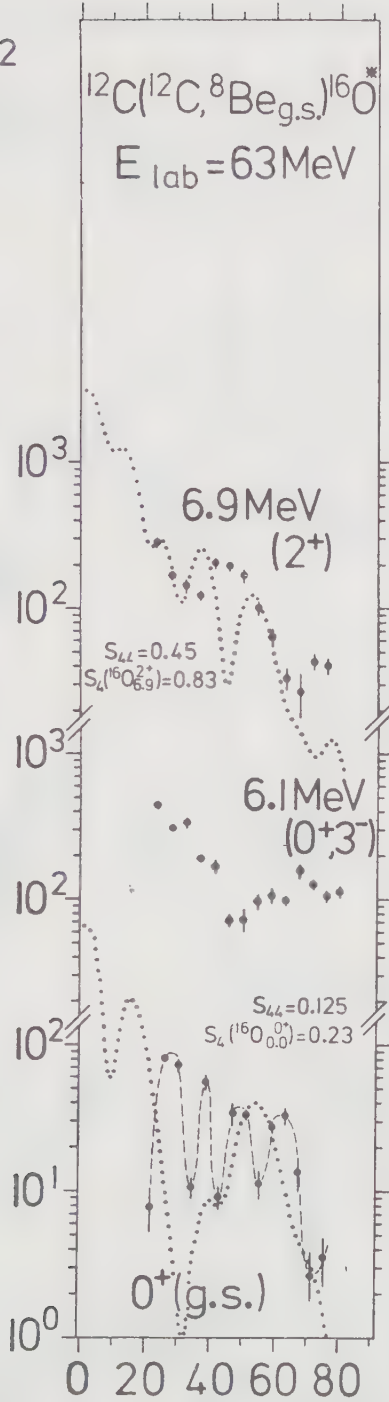


Abb.: 32

DIFF. CROSS SECTION [$\mu\text{b/sr}$]



SCATTERING ANGLE θ

DIFF. CROSS SECTION [$\mu\text{b/sr}$]

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}^*$

$E^* = 10.4 \text{ MeV} (4^+)$

$\theta_{\text{c.m.}} = 29.0^\circ$

38.6°

48.3°

57.9°

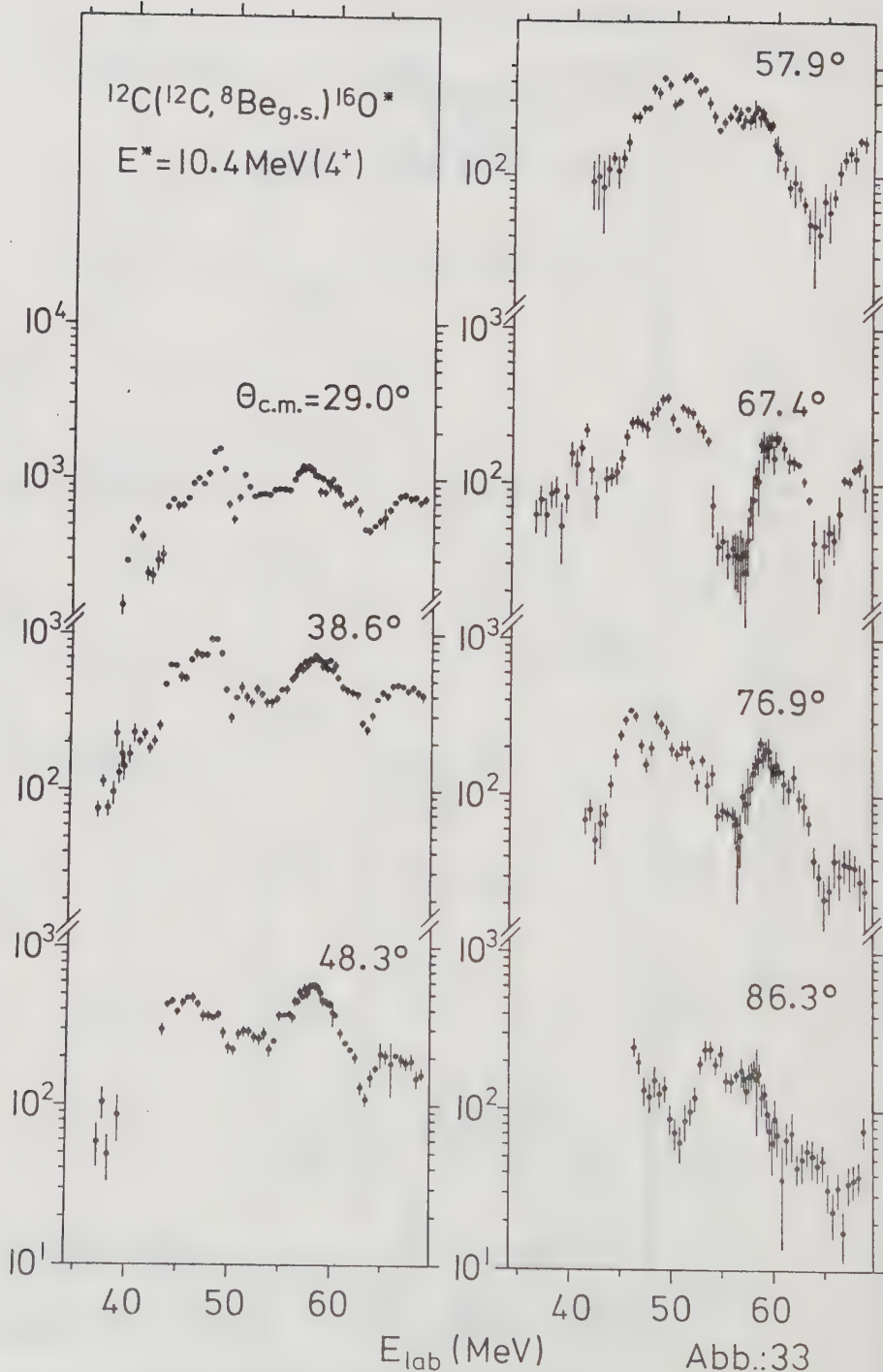
67.4°

76.9°

86.3°

$E_{\text{lab}} \text{ (MeV)}$

Abb.:33



DIFF. CROSS SECTION [$\mu\text{b/sr}$]

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}^*$
 $E^* = 11.1 \text{ MeV}(4^+)$

$\theta_{\text{c.m.}} = 29.4^\circ$

10^3
 10^2

10^3
 10^2
 39.1°

10^2

10^3
 10^2
 48.9°

10^2

10^1

$E_{\text{lab}} \text{ (MeV)}$

58.6°

10^2

10^3

68.3°

10^2

10^3

78.0°

10^2

10^3

87.6°

10^2

10^1

Abb.: 34

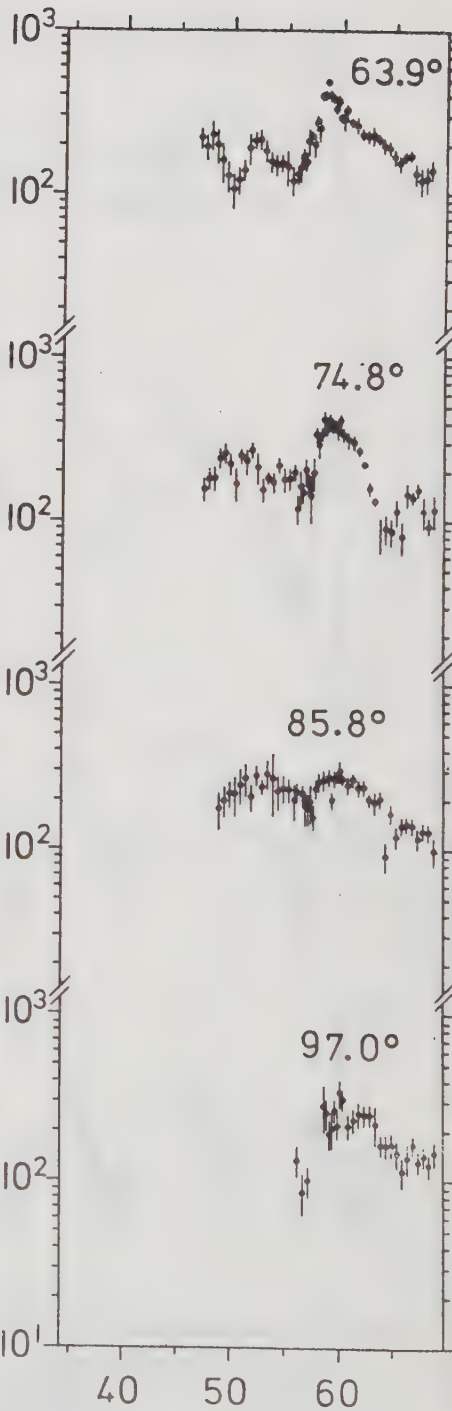
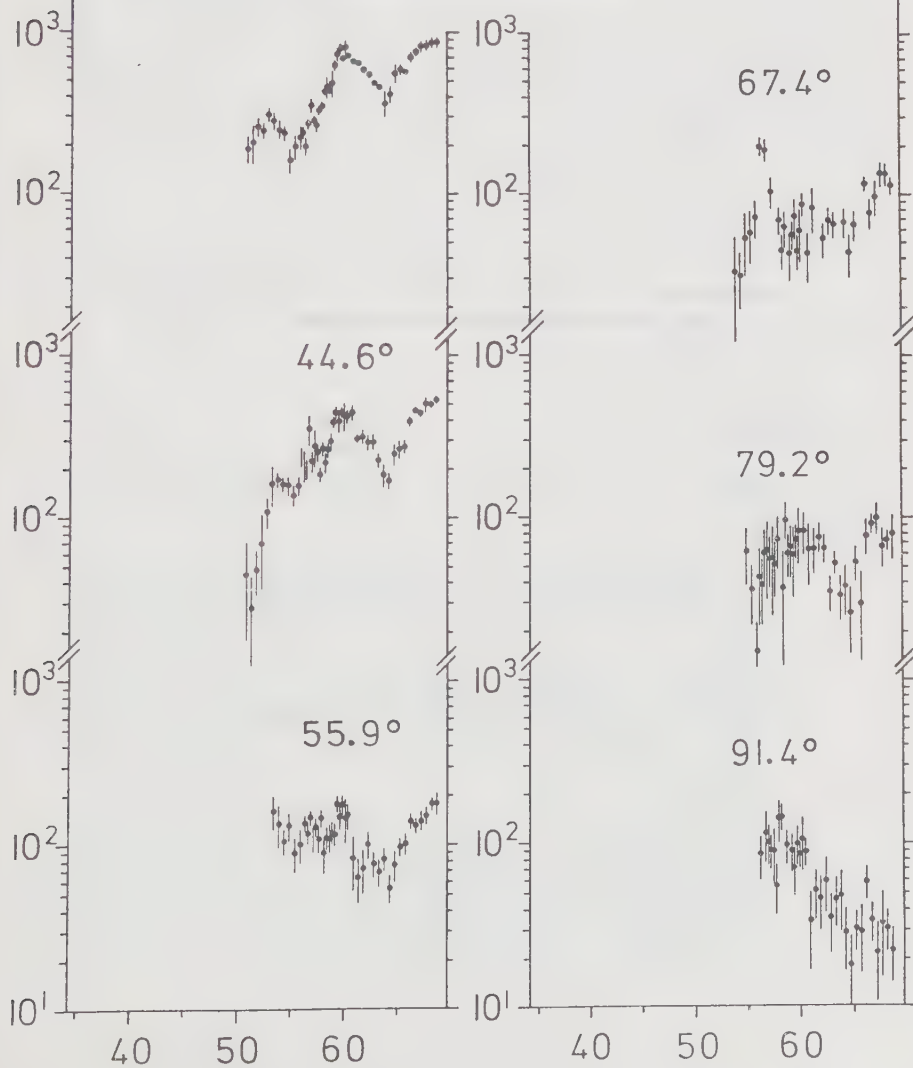
DIFF. CROSS SECTION [$\mu\text{b/sr}$]
 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}^*$
 $E^* = 14.7 \text{ MeV} (6^+)$
 $\Theta_{\text{c.m.}} = 31.8^\circ$ 42.4° 53.1° $E_{\text{lab}} (\text{MeV})$ 

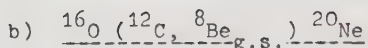
Abb.: 35

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{16}\text{O}^*$

$E^* = 16.3 \text{ MeV } (6^+)$

$\theta_{\text{c.m.}} = 33.4^\circ$





Bei einer Einschußenergie von 56 MeV wurden für die Reaktion am SiO_2 -Target Winkelverteilungen in 5° -Schritten von 10° bis 55° im Laborsystem gemessen. Bei 55 MeV ergaben sich bei den beobachteten Winkeln $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$ und 45° etwa gleich große Wirkungsquerschnitte.

Um eine möglichst große Nachweiswahrscheinlichkeit für $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ zu erhalten, wurden die Blenden nicht aufgebaut. Darum haben die Linien eine HWBR von 600 keV bis über 1 MeV HWBr. Das ergab eine Unsicherheit bei Integration der Linien. Außerdem sind wegen des fehlenden Blendensystems die aktiven Zählerflächen und deren Abstände nicht exakt bekannt, so daß nur eine mittlere Efficiency mit einer mittleren Abweichung von 10% angegeben werden kann.

Die Anregungsenergien sind auf ± 100 keV bestimmt.

Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion an ^{16}O sind wie am ^{12}C -Target verhältnismäßig groß und erreichen bei Vorwärtswinkeln die Größenordnung 1mb.

aa) Spektren

Diese Reaktion zeigt eine deutliche selektive Anregung von ^{20}Ne -Niveaus (siehe Abb.37).

Die Rotationsbanden $^{61,62}\text{K}=0^+$ und $\text{K}=0^-$: Ganz besonders stark wird die $\text{K}=0^+$ Rotationsbande im ^{20}Ne -Kern angeregt:

$0.0(0^+) - 1.63(2^+) - 4.25(4^+) - 8.75(6^+)$.

Auch die erste Rotationsbande negativer Parität $\text{K}=0^-$ wird deutlich beobachtet: $5.8(1^-) - 7.17(3^-) - 10.3(5^-)$.

Beide Rotationsbanden besitzen Vierteilchencharakter, wobei im Falle der Grundzustandsbande, $\text{K}=0^+$, die vier Nukleonen in der sd-Schale verteilt sind, $(\text{sd})^4$, während bei der $\text{K}=0^-$ Bande ein Teilchen aus der sd-Schale in die fp-Schale gehoben ist: $(\text{sd})^3(\text{fp})^1$.

Bei diesen Konfigurationen kann man sich eine α -Clusterung vorstellen. Auch Elliots SU_3 -Modell kann die Banden beschreiben.^{62,63)} Diese Rotationsbanden werden besonders im α -Transfer bevölkert, wie z.B. bei den "guten" α -Transferreaktionen (${}^6\text{Li}, d$) und (${}^7\text{Li}, t$).

5.0 MeV, 5.63 MeV, 7.0 MeV?: Die $K=2^-$ - Bande besitzt eine Fünf-Teilchen-Ein-Loch-Konfiguration ⁶²⁾ $(1p)^{-1}(sd)^5$, die nur erreicht werden kann, wenn aus dem ${}^{16}\text{O}$ -Kern ein Nukleon in die sd-Schale gehoben wird, was durch einen α -Transfer nicht geschehen kann. Mit der Linie bei 5.0 MeV könnte der Kopf der 2^- Bande (4.97 MeV) angeregt sein.

Das zweite Glied, 3^- bei 5.63 MeV, könnte in Anbetracht der breiten Gruppe 5.0 MeV - 5.8 MeV vorhanden, aber schwach angeregt sein. Die größere Breite der 7.2 Linie rührt möglicherweise von der Bevölkering des Niveaus 7.0 MeV, 4^- (Das ist das 3. Glied zu $K=2^-$).

Der Compoundanteil im Verhältnis zum direkten Anteil der Reaktion scheint bei größeren Winkeln größer zu sein, weil dort die Linienstruktur zwischen 5.0 und 7.2 "ausgewaschener" ist.

Untergrund: Spektrum in Abb.37 zeigt, daß der Untergrund für die ${}^{16}\text{O} ({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}_{g.s.}) {}^{20}\text{Ne}$ -Reaktion bereits unter der Zustandsgruppe 4.25 - 5.0 - 5.8 einsetzt, das bedeutet in der Q-Wert-Skala zwischen -7 und -8 MeV. Das ist ein weiterer Hinweis, daß der Untergrund im wesentlichen auf dem Aufbruch von ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ beruht.

bb) Winkelverteilungen

Die Winkelverteilungen zu den beobachteten Zuständen zeigen keinen glatten Verlauf; doch sind die Oszillationen im Wirkungsquerschnitt nicht so deutlich wie bei der Reaktion am ^{12}C -Target. Die Wirkungsquerschnitte fallen im Bereich der Schwerpunktwinkel von 16° bis 90° über zwei Größenordnungen ab; die Vorwärtswinkel sind also stark bevorzugt, was einen direkten Charakter der Reaktion anzeigt (siehe Abb.38).

Die punktiert eingezeichneten DWBA-Rechnungen zeigen eine unbefriedigende Übereinstimmung mit den Meßdaten.

De Vries benutzte das verwendete optische Potential für die Analyse der $^{12}\text{C} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{16}\text{O}$ -Reaktion ($E^{16}\text{O} (\text{LAB}) = 80 \text{ MeV}$) mit gutem Erfolg. ⁴⁵⁾

Für die vorliegende Untersuchung ist der verwendete Parametersatz für das optische Potential möglicherweise ungeeignet. Hohe Kosten für diese DWBA-Rechnungen ließen es nicht zweckmäßig erscheinen, weitere Parametersätze zu testen. Davon abgesehen bestärkt die DWBA-Rechnung durch schlechte Übereinstimmung mit der Messung die Vermutung, daß Compoundprozesse - besonders bei rückwärtigen Winkeln - eine beherrschende Rolle spielen. Das ist aufgrund der Diskussion des gezeigten Spektrums hinsichtlich der Andeutung der $K=2^-$ - Bande zu erwarten.

Da die berechnete Kurve für den 0^+ -Grundzustand stark oszilliert, wurden die theoretischen α -spektroskopischen Faktoren für $^{12}\text{C} \xrightarrow{\text{g.s.}} (^8\text{Be} + \alpha)$ und $^{20}\text{Ne} \xrightarrow{\text{g.s.}} (^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + \alpha)$ [$S_4 (^{20}\text{Ne}_{\text{g.s.}} 0^+) = 0.295$] benutzt, um die Rechnung an die Meßdaten anzupassen. Das Ergebnis ist lediglich qualitativ: Die berechnete Kurve liegt im Bereich der Meßdaten.

Für die Zustände $1.63, 2^+$ und $4.25, 4^+$ wurde die Kurve an die Meßwerte für die Vorwärtswinkel angepaßt. Das ergibt folgende spektroskopische Faktoren:

$$S_4 (^{20}\text{Ne}_{1.63}) = 0.181$$

$$S_4 (^{20}\text{Ne}_{4.25}) = 0.075$$

T.Matsuse und M.Kamimura⁶⁵⁾ berechneten unter Annahme eines Clustermodells für ^{20}Ne als ($^{16}\text{O} + \alpha$) größere α -spektroskopische Faktoren, die mit Zunahme des Kernspins nur geringfügig kleiner werden.
(0.295 (0^+),, 0.264 (6^+))

Leider lassen sich mit dem Computercode LOLA keine ungebundenen $^{16}\text{O} + \alpha$ - Zustände berechnen, woran die Berechnung für die Bande $K=0^-$ (5.8 MeV...) scheitert. (Bindungsenergie für $^{16}\text{O} + \alpha$ ist 4.73 MeV)

Matsuse und Kamimura geben für diese Bande einen mehr als doppelt so großen Wert wie für die $K=0^+$ -Bande an, z.B. ist für den Zustand 5.8 MeV, $S_4 = 0.718$.

Zusammenfassung :

Die ungenügende Übereinstimmung der DWBA-Rechnungen mit den Meßdaten der Reaktion ^{16}O (^{12}C , $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) ^{20}Ne als auch die Hinweise auf Anregung der $K=2^-$ - Bande mit Zuständen unnatürlicher Parität bei einer Fünf-Teilchen-Ein-Loch-Konfiguration deuten auf erhebliche Beiträge von Mehrstufen- und Compoundprozessen hin.

Doch auffallend ist umgekehrt die Anregung der beiden Rotationsbanden $K=0^+$, $K=0^-$, denen α -Struktur zukommt und deren Niveaus in α -Transferreaktionen besonders bevölkert werden. Die Wirkungsquerschnitte fallen von den kleinen Vorwärtswinkeln zu $\theta_{\text{c.m.}}=90^\circ$ über zwei Größenordnungen ab.

Die letzteren Feststellungen rechtfertigen analog zur Reaktion an ^{12}C die Annahme, daß bei Vorwärtswinkeln Einstufenprozesse merklich teilnehmen, jedoch weichen die ermittelten α -spektroskopischen Faktoren von den theoretischen Werten nach Matsuse et al.ab.

De'traz et al.¹²⁾ berechneten für $^{20}\text{Ne}_{\text{g.s.}}$ einen absoluten spektroskopischen Faktor von 0.182 (nicht auf Clustermodellbasis, sondern Schalenmodellbasis nach I.Rotter berechnet). Genau dieser Wert wird bei der hier durchgeführten Bestimmung des absoluten α -spektroskopischen Faktors für $^{20}\text{Ne}_{1.63}^{2+}$ erhalten!

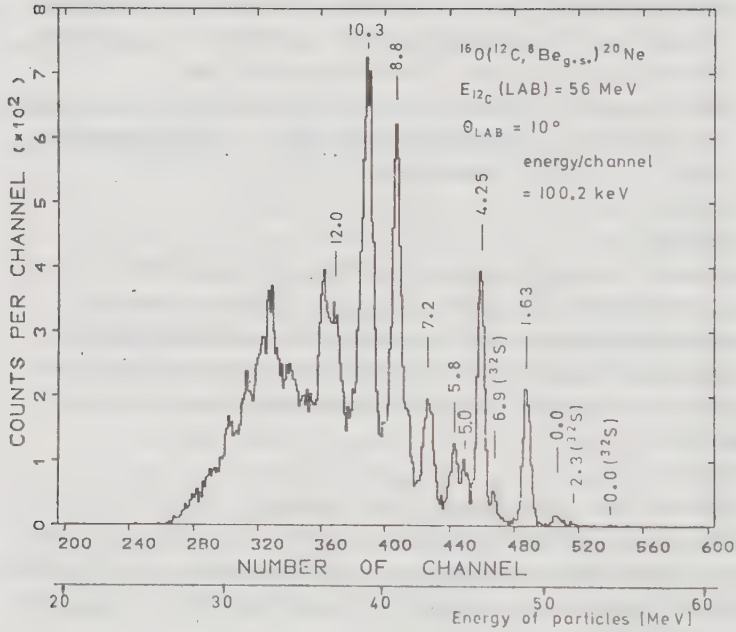


Abb. 37: $^8\text{Be}_{g.s.}$ -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{20}\text{Ne}$ bei 56 MeV Energie des ^{12}C -Strahls

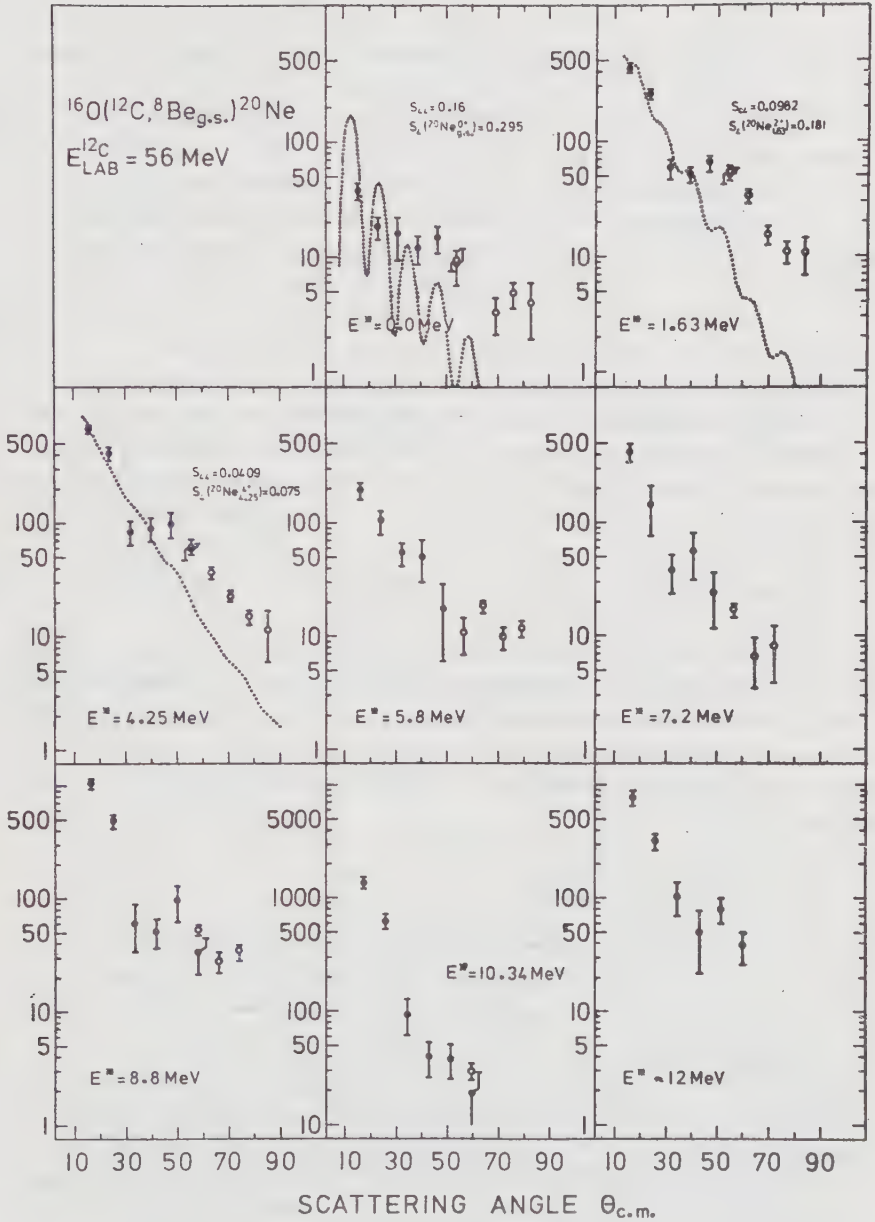


Abb. 38: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{20}\text{Ne}$ bei 56 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen

IV.3 ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an Kernen der (sd)-Schale

Die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion wurde an ^{24}Mg -, ^{26}Mg - und ^{28}Si - Targets bei 50, 56, 60 bzw. 65 MeV ^{12}C -Einschußenergie untersucht. Hierzu wurden Winkelverteilungen im Bereich von $\theta_{\text{c.m.}} = 15^\circ$ bis 75° gemessen. Für die Reaktion am ^{24}Mg -Target wurden zusätzlich Winkelverteilungen zwischen $\theta_{\text{c.m.}} = 2^\circ$ und 40° aufgenommen.

Abgesehen von dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{24}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{28}\text{Si}$ bei 0 Grad ist der Wirkungsquerschnitt der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an den betrachteten Kernen der (sd)-Schale deutlich niedriger als an den leichten Kernen (siehe Kap. IV.2). Er beträgt im gemessenen Winkelbereich ($15^\circ < \theta_{\text{c.m.}} < 75^\circ$) ungefähr $10 \mu\text{b}/\text{sr}$, bzw. für die besonders stark angeregten Zustände ca. $100 \mu\text{b}/\text{sr}$. Lediglich für 0° erhält man am ^{24}Mg -Target bei der Einschußenergie von 50 MeV ca. $500 \mu\text{b}/\text{sr}$ bis $1 \text{ mb}/\text{sr}$.

Die Messungen am ^{26}Mg und am ^{28}Si - Target waren nicht sehr umfangreich. So ist eine detaillierte Analyse wegen der wenigen Meßdaten nicht möglich. Sie kann jedoch beim ^{26}Mg -Target den Einfluß zusätzlicher Neutronen auf die Reaktion zeigen, bzw. beim ^{28}Si -Target das durch die Reaktion am ^{24}Mg -Target gewonnene Bild über "α-Kerne" ergänzen.

a) $^{24}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{28}\text{Si}$

Die Reaktion wurde bei 65 MeV für 14 verschiedene Winkel ($\theta_{\text{LAB}} = 12.5^\circ \dots 55^\circ$ und bei der Einschußenergie von 50 MeV für 24 verschiedene Winkel gemessen ($\theta_{\text{LAB}} = -1.5^\circ, 0^\circ, 1.5^\circ \dots 35^\circ$). Im folgenden sind in den Abb. 40, 41, 42 Spektren für $\theta_{\text{LAB}} = 0^\circ$ (bei 50 MeV), $\theta_{\text{LAB}} = 17.5^\circ$ und $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$ (bei 65 MeV) gezeigt. Für eine übersichtliche Darstellung wurde bei einem Spektrum ($\theta_{\text{LAB}} = 17.5^\circ$) der Untergrund aus der Reaktion an der ^{12}C -Trägerfolie subtrahiert (siehe Abb. 41). Die Energieauflösung der einzelnen Linien liegt zwischen 400 und 600 keV und ist durch die Targetdicke und Winkelauflösung ($\Delta\theta \approx 1.5^\circ$) bedingt.

Die Anregungsenergie der Linien ist auf ± 150 keV bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit W betrug zwischen 2 % und 5 %, was einem effektiven Raumwinkel von 0.3 bis 0.8 msr entspricht. Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte ist der statistische Fehler bei diesen Messungen im allgemeinen in der Größenordnung von 30 %.

Der Gesamtfehler aus Linieninhalt, -trennung und -untergrund wurde zusammen mit dem Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit (Ungenauigkeit der Blendenabmessungen ± 0.2 mm) in die Winkelverteilungen als Fehler eingetragen.

Der Fehler der ^{24}Mg -Targetdicke für die Messung bei 65 MeV beträgt ca. ± 20 %.

Für die Messung bei 50 MeV konnte die Dicke auf ± 3 % bestimmt werden. Bei letzterer Messung wurde die entwickelte Detektorlogik von L. Wüstefeld ²⁶⁾ zur Verbesserung des Koinzidenzkreises (s. Kap. III.2c) eingesetzt.

aa) Spektren

Von den fast 30 bekannten Niveaus bis 10 MeV in ^{28}Si werden nur einige wenige deutlich bevölkert. Diese große Selektivität und die Abwesenheit deutlicher Linien zu Zuständen unnatürlicher Parität sprechen für einen direkten Reaktionsmechanismus.

Grundzustandsbande $0.0(0^+) - 1.78(2^+) - 4.62(4^+) - 8.54(6^+)$:

Man beobachtet die $K=0^+$ Grundzustandsbande. Zur Linie 8.4 ± 0.1 MeV Anregung trägt möglicherweise der 6^+ -Zustand dieser Bande bei 8.54 MeV bei. Die Grundzustandsbande ist im Vergleich zu den beiden Linien bei 6.9 MeV und 9.75 MeV schwach angeregt, letztere sind eine Größenordnung stärker.

Es fällt auf, daß im Gegensatz zu ^{20}Ne die $K=0$ Grundzustandsbande in ^{28}Si sehr schwach angeregt ist. Im SU_3 -Modell kann man die Grundzustandsbande nur unbefriedigend beschreiben ⁶⁹⁾. Auch Hartree-Fock-Rechnungen von Gupta und Harvey ⁷⁰⁾ zeigen, daß die ersten $K=0$ -Rotationsbanden nur ungenügend wiedergegeben werden, wenn man für die einzelnen Banden nur reine oblate oder prolate Deformationen hat. Sie schlagen darum Rotations-Vibrations-Strukturen vor.

Svenne ⁷¹⁾ erreicht bessere Ergebnisse, indem er annimmt, daß die Kerne in Zuständen dieser Banden vibrieren. Demnach wird verständlich, daß die α -Struktur dieser Quasi-Banden verwischt ist. Es kann daher angenommen werden, daß eine Anregung solcher Banden durch einen α -Transfer schwach ist.

6.9 MeV: Die Anregung des Zustandes bei 6.9 MeV ist besonders stark. Der Schwerpunkt bei 6.9 MeV und die Breite der Linie sprechen dafür, daß diese Linie im wesentlichen das Doublett 6.88 (3^-) und 6.89 (4^+) ist.

Lindgren et al. ⁷²⁾ zeigen, daß die ($^6\text{Li}, d$)-Reaktion Niveaus negativer Parität in ^{32}S und ^{36}Ar durch einen α -Transfer stark bevölkert, wenn mindestens ein Nukleon in der fp-Schale ist. Darum wäre es möglich, daß der 3^- -Zustand im Doublett 6.88 MeV anstelle (oder neben) dem 4^+ -Zustand durch einen α -Transferprozeß merklich angeregt wird (siehe auch nächsten Abschnitt bb).

9.0 MeV: Eine schwache Anregung des ^{28}Si -Restkerns wird um 9.0 MeV beobachtet.

9.75 MeV: Neben 6.9 MeV beobachtet man eine weitere starke Anregung bei 9.75 MeV. Möglicherweise wird hier das Niveau 9.7 (5^-) oder (3^-) durch einen α -Transfer bevölkert.

Unnatürliche Parität: Zustände unnatürlicher Parität werden nicht beobachtet oder sind zumindest sehr schwach angeregt. So werden die Zustände 3^+ bei 6.27 MeV und 3^+ bei 7.8 MeV nicht beobachtet. Lediglich der 4^- Zustand bei 8.41 MeV könnte zur kleinen Linie 8.4 + 0.1 MeV neben dem 6^+ Zustand bei 8.54 MeV beitragen. Die Abwesenheit von Zuständen unnatürlicher Parität gibt deutliche Hinweise auf den direkten Charakter der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion.

Selektive Anregung über 10 MeV: Trotz der vielen Niveaus über 10 MeV im ^{28}Si -Kern werden nur Zustände bei 11 MeV, ca. 12 MeV bei 13.1 MeV, 14,6 MeV und 15.8 MeV in ^{28}Si besonders deutlich angeregt.

bb) Winkelverteilungen

In den Abb. 43, 44 werden Winkelverteilungen für die ersten drei Glieder der Grundzustandsbande (0.0 , 0^+ - 1.78 , 2^+ - 4.62 , 4^+) und für die Niveaus bei 6.9 MeV und 9.75 MeV Anregungsenergie gezeigt.

Bei 50 MeV Einschußenergie konnte die Linie bei 9.75 MeV nicht ausgewertet werden, weil sie in den Linien aus der Reaktion an der ^{12}C -Trägerfolie verschwindet.

Die Winkelverteilungen zeigen mit Ausnahme der für den Grundzustand einen relativ glatten Verlauf und fallen sehr stark zu größeren Winkeln ab (fast 3 Größenordnungen zwischen $\theta_{\text{c.m.}} = 20^\circ$ und 80° ; siehe Abb. 43).

Die DWBA-Rechnungen mit "LOLA" geben für die Energie 65 MeV den Verlauf der Meßdaten recht gut wieder; hieraus wird geschlossen, daß die Reaktion von einem direkten Einstufenprozeß beherrscht wird.

Zur Berechnung der DWBA-Kurve für den Zustand 6.9 MeV wurde ein Kernspin von 4^+ angenommen, d.h. daß im Doublett 6.88 (3^-) / 6.89 (4^+) der 4^+ - Zustand dominiert. Es ergibt sich damit ein befriedigender Verlauf der berechneten Kurve an die Meßwerte.

Wegen der aus Kostengründen beschränkten Rechenzeit konnte der Einfluß des 3^- -Zustandes auf die Anpassung an die Meßdaten mit Hilfe von DWBA-Rechnungen nicht untersucht werden. Svenne ⁷¹⁾ vermutet, daß das 3^- , 6.88 MeV-Niveau durch eine Oktupolvibration beherrscht wird. Das könnte erklären, daß dieser 3^- -Zustand im α -Transfer nicht bevorzugt angeregt wird, und somit nicht zu den bevorzugt angeregten Zuständen negativer Parität mit mindestens einem Nukleon in der (fp)-Schale gehört. (Lindgren et al. ⁷²⁾)

Der Grundzustand in ^{28}Si zeigt einen unerwartet großen absoluten α -spektroskopischen Faktor (2.58). Mit zunehmenden Kernspin fallen innerhalb dieser Grundzustandsbande (analog wie bei ^{20}Ne) die spektroskopischen Faktoren ab. (2.58 $\rightarrow$ 0.48 $\rightarrow$ 0.22)

Der 6.9 MeV Zustand hat -wie erwartet- einen großen absoluten α -spektroskopischen Faktor (0.72).

Insgesamt haben die ermittelten α -spektroskopischen Faktoren relativ große Werte, die vergleichbar mit den α -spektroskopischen Faktoren für ^{12}C , ^{16}O und ^{20}Ne sind. Dies deutet darauf hin, daß auch der ^{28}Si -Kern eine deutliche α -Struktur besitzt.

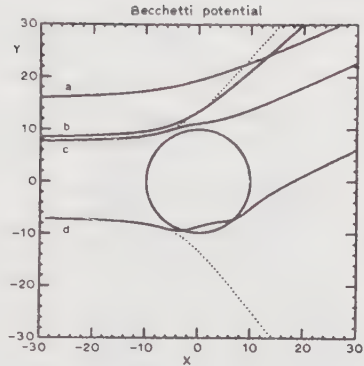
Bei der um 0° gemessenen Winkelverteilung fällt auf, daß die Wirkungsquerschnitte bei 0° ein Maximum besitzen. Um dieses Verhalten deutlich zu zeigen, wurden die spektroskopischen Faktoren aus der Messung bei 65 MeV verwendet und damit die DWBA-Rechnung für 50 MeV an die Meßdaten angepaßt. Man sieht, daß die berechnete Kurve erst ab ca. $\theta_{\text{c.m.}} = 15^\circ$ analog der Kurve für 65 MeV den Meßdaten folgt (siehe Abb.44).

Über diesen Effekt berichten Sink et al.⁷³⁾ auch beim Einprotonentransfer in Schwerionenreaktionen. Sie schreiben diesem Maximum u.a. einem Interferenzeffekt am Targetkern zu.

Ascuitto und Glendenin⁶⁶⁾ untersuchten Interferenzeffekte, bei denen für kleine Vorwärtswinkel Oszillationen auftreten, deren Ursache sie in der Interferenz zwischen Projektilbahnen vermuten, die am Rand des Kernfeldes liegen und von gegenüberliegenden Seiten des Kerns kommen. (Abb.39)

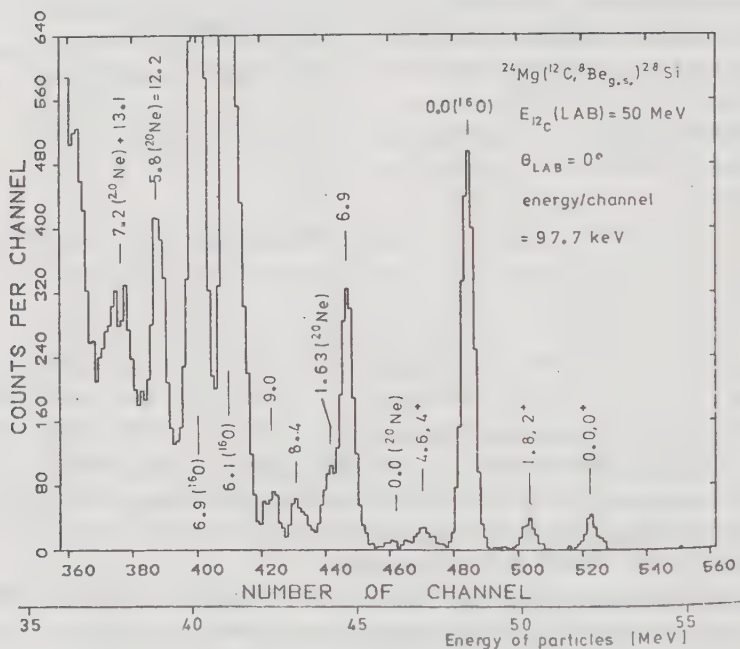
Abb. 39 . (aus 66)

Vier klassische Bahnen
im reellen Potential, wobei
drei Bahnen (a,c und - d)
gleichen Streuwinkel Θ haben.
Der Kreis kennzeichnet den
halben Wert des Wood-Saxon-
Kernpotentials, punktierte
Linien sind reine Coulomb-
Bahnen.



Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß (1.) die stark
selektive Anregung des Restkerns ^{28}Si , (2.) das Fehlen deutlich
bevölkerter Niveaus unnatürlicher Parität, (3.) der starke Abfall
der Wirkungsquerschnitte in den Winkelverteilungen und (4.) die
zufriedenstellende Beschreibung der Meßergebnisse durch die
DWBA-Rechnung LOLA auf einen α -Transfermechanismus der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$
-Reaktion am ^{24}Mg -Target hinweisen.

Als Besonderheit fällt das Maximum im Wirkungsquerschnitt bei
0 Grad auf. Es ist u.a. eventuell Interferenzeffekten zwischen
verschiedenen Projektilbahnen zuzuschreiben.



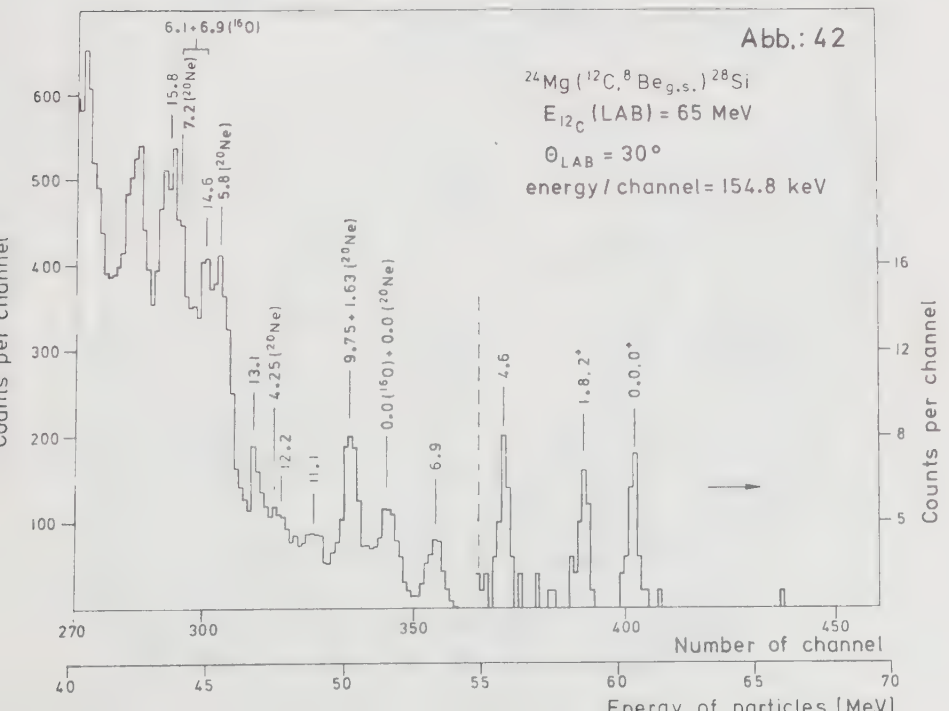
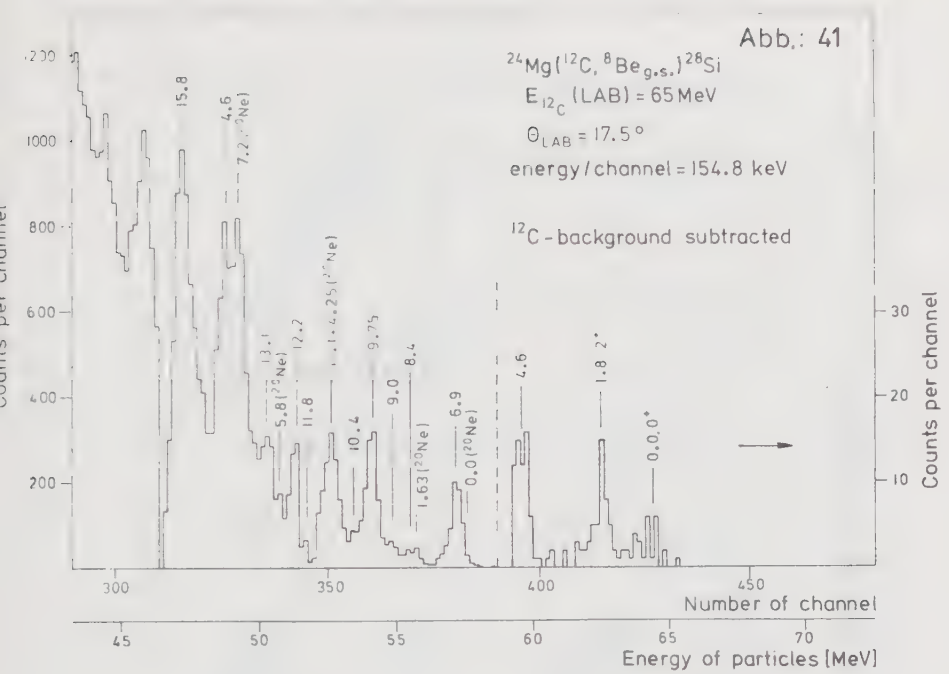
Zu den Abbildungen auf den Seiten 88 bis 90

Abb. 40: $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{24}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{28}\text{Si}$ bei einer Energie des ^{12}C -Strahls von 50 MeV und $\theta_{\text{LAB}} = 0^\circ$

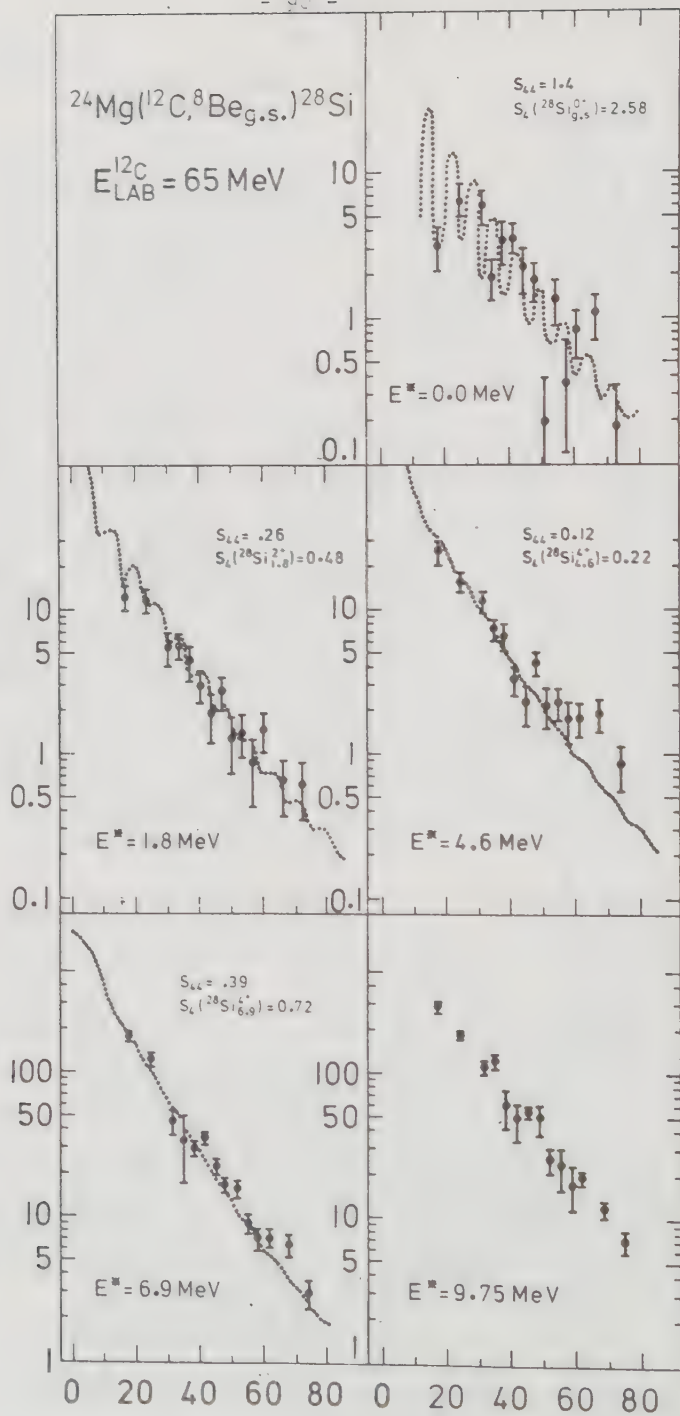
Abb. 41: wie Abb. 40, jedoch $E_{^{12}\text{C}} (\text{LAB}) = 65 \text{ MeV}$; $\theta_{\text{LAB}} = 17.5^\circ$

Abb. 42: wie Abb. 40, jedoch $E_{^{12}\text{C}} (\text{LAB}) = 65 \text{ MeV}$; $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$

Abb. 43: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{24}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{28}\text{Si}$ bei 65 MeV des ^{12}C -Strahls. Punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen.



DIFF. CROSS SECTION $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b/sr}$)



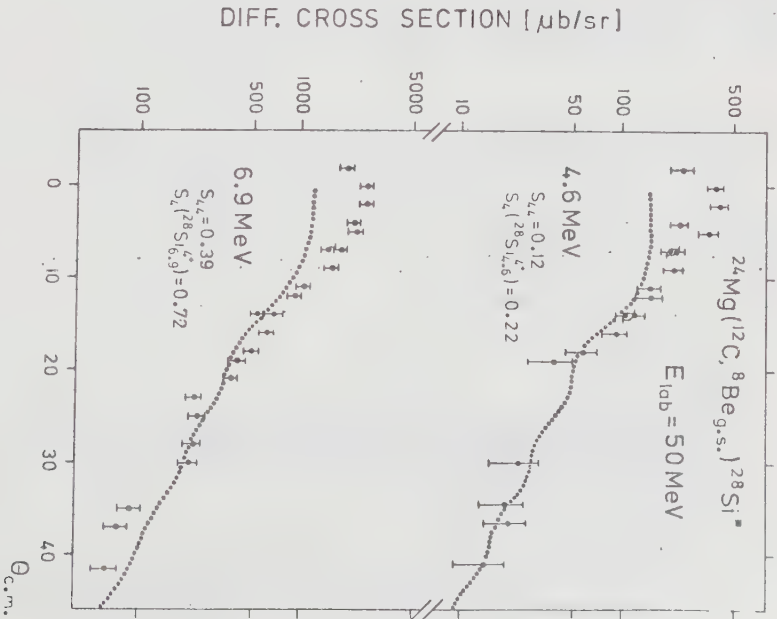
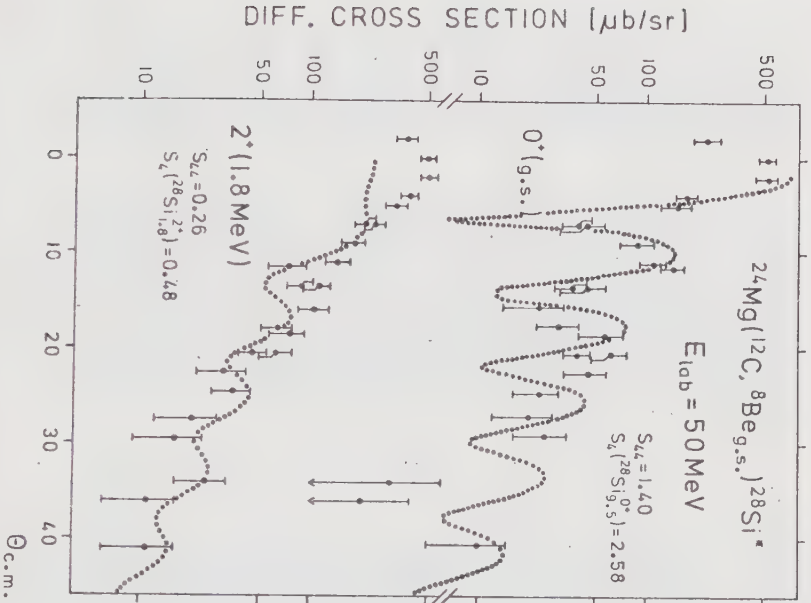


Abb. 44: Winkelverteilungen um 0° für $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{28}\text{Si}$ bei 50 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien DWBA-Rechnung

b) $^{26}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{30}\text{Si}$

Die Reaktion am ^{26}Mg -Target dient insbesondere dazu, den Charakter der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ - Reaktion an sogenannten "nicht - α - Kernen" zu studieren.

Stützt man sich auf die Annahme eines α Transfermechanismus, für den man bei der Reaktion am ^{24}Mg fundierte Argumente hat, so läßt sich die insgesamt schwache und wenig selektive Anregung des ^{30}Si -Kerns dadurch erklären, daß die Reaktion am ^{26}Mg -Target nur deshalb kleine Wirkungsquerschnitte und geringe Selektivität zeigt, weil der direkte α -Transferprozeß infolge der ungünstigeren α -Struktur in ^{30}Si behindert ist.

In Abb. 45 wird ein Spektrum für $^{26}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{30}\text{Si}$ bei $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$ vorgestellt. Insgesamt wurden sieben Winkel von 30° bis 60° in 5° Schritten bei 60 MeV Einschußenergie gemessen. Für Anregungen um ca. 5.6 MeV, 7.3 MeV, 8.6 MeV und 9.6 MeV können Winkelverteilungen angegeben werden ($35^\circ < \theta_{\text{c.m.}} < 80^\circ$).

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte in diesem Winkelbereich liegen maximal bei $10 \mu\text{b/sr}$. Darum sind bei der beschränkten Meßzeit geringe Zählraten und damit große statistische Fehler von 35 % im Mittel (+ Nachweiswahrscheinlichkeitsfehler) hinzunehmen. (siehe Abb. 46)

Die Dicke des Targets wurde zu ± 30 % bestimmt; die Anregungsenergien sind ± 200 keV genau.

aa) Spektren

Grundzustandsbande: Nach dem $\text{SU}(3)$ -Modell existiert auch im ^{30}Si eine Grundzustandsrotationsbande $K=0$ positiver Parität. ⁷⁵⁾

$$(0.0 (0^+) - 2.23 (2^+) - 5.28 (4^+))$$

In den gemessenen Spektren wird diese Grundzustandsbande nicht beobachtet, sie läßt sich bestenfalls bei

$\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$ in ein paar Ereignissen vermuten. Möglicherweise verlangen die starken Paarkorrelationen in dieser Bande ⁷⁵⁾ einen Aufbruch des transferierten α -Teilchens; unter diesen Umständen ist eine Bevölkerung der Grundzustandsbande im α -Transfer unwahrscheinlich.

5.6 MeV: Zu der Anregung bei 5.6 MeV könnten die Zustände 0^+ , 5.37 MeV oder 3^- , 5.49 MeV od. 2^+ , 5.61 MeV im wesentlichen beitragen. Der 4^+ Zustand bei 5.28 MeV gehört zur Grundzustandsbande und sollte aus den vorher genannten Gründen nicht oder nur schwach an der Linie bei 5.6 MeV beteiligt sein.

7.3 MeV: Zur Anregungsenergie um 7.3 MeV könnten Zustände unnatürlicher Parität bei 7.1 MeV (1^+ , 2^- , 3^+) oder bei 7.5 MeV (0^- , 2^-) beitragen. In Anbetracht des Gesamtwirkungsquerschnitts der Gruppe um 7.3 MeV sind diese Beiträge klein. Um den Schwerpunkt 7.3 MeV liegen Zustände bei 7.27 MeV (2^+) bei 7.22 MeV (4^+) und bei 7.43 MeV (0^+). Deshalb wird angenommen, daß die Linie 7.3 MeV hauptsächlich von Zuständen natürlicher Parität gebildet wird.

Über 8 MeV: Von den vielen Niveaus über 8 MeV werden um 8.6 MeV, 9.6 MeV, 10.6 MeV, 11.4 MeV und 13.0 MeV einige deutlicher bevölkert.

Denkbar wären hierfür α -Strukturen mit $^{32}\text{S} - 2$ Loch - Konfigurationen.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß Zustände unter 5 MeV Anregungsenergie im ^{30}Si - und somit auch die Grundzustandsbande - sehr schwach angeregt werden. Über 5 MeV kann man einige schwach angeregte Niveaus beobachten. Ihre Anregungsstärke entspricht der der Grundzustandsbande in ^{28}Si , einzelne stark bevölkerte Niveaus wie in ^{28}Si werden nicht beobachtet. Die schwache Anregung und geringe Selektivität bestätigen die Erwartung, daß die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion zum "nicht- α -Kern"

^{30}Si durch α -Transfer kein Niveau deutlich bevölkern kann. Denn es wird angenommen, daß die Zustände im ^{30}Si wegen der beiden zusätzlichen Neutronen, die in den äußeren Schalen an der Kopplung der Nukleonen teilnehmen, die Ausbildung guter α -Strukturen behindern. Zustände unnatürlicher Parität wie etwa bei 2.79 MeV (1^+) und bei 4.83 MeV (3^+) werden nicht beobachtet.

bb) Winkelverteilungen

Die berechneten DWBA-Kurven folgen ungefähr dem Abfall der Meßdaten. Die großen Fehler verunsichern allerdings diese Feststellung. Dem direkten Charakter wird jedenfalls bei diesem DWBA-Kurvenverlauf nicht widersprochen (siehe Abb. 47).

Infolge insgesamt kleiner Wirkungsquerschnitte bestehen Unsicherheiten bei Integration der Linien, die Gruppen aus mehreren bevölkerten Niveaus sind. Das kann zur Überschätzung der experimentellen Meßwerte führen; die erhaltenen absoluten α -spektroskopischen Faktoren von ca. 0.3 können daher zu groß sein. Ihre Werte sind jedoch klar unter dem α -spektroskopischen Faktor für die 6.9 MeV Linie in ^{28}Si und bestärken somit die Erwartung, daß in ^{30}Si - falls überhaupt - deutlich schwächere α -Strukturen als in ^{28}Si zu beobachten sind.

Für die 7.3 MeV Gruppe wurde wie für 5.6 MeV der dort jeweils vorhandene 2^+ -Zustand als wesentlicher angenommen. Bei 5.6 MeV und 7.3 MeV sind die konkurrierenden 0^+ Zustände für einen α -Transfer evtl. nicht so günstig.

Aufgrund der hohen Rechenkosten wurde hier darauf verzichtet, die 3^- bzw. 4^+ Zustände mit DWBA-Rechnungen zu analysieren.

Zusammenfassung :

Die Annahme eines α -Transfermechanismus der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ -Reaktion am ^{24}Mg -Target läßt erwarten, daß auch am ^{26}Mg -Target der Restkern ^{30}Si über diesen Reaktionsmechanismus angeregt wird. Der Abfall der Winkelverteilungen und das Fehlen von deutlich angeregten Zuständen unnatürlicher Parität spricht dafür. Da aber die Selektivität der Anregung des Restkerns ^{30}Si geringer ist und die beobachteten Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur Anregung des Restkerns ^{28}Si relativ klein sind, wird angenommen, daß α -Strukturen in ^{30}Si schwach sind.

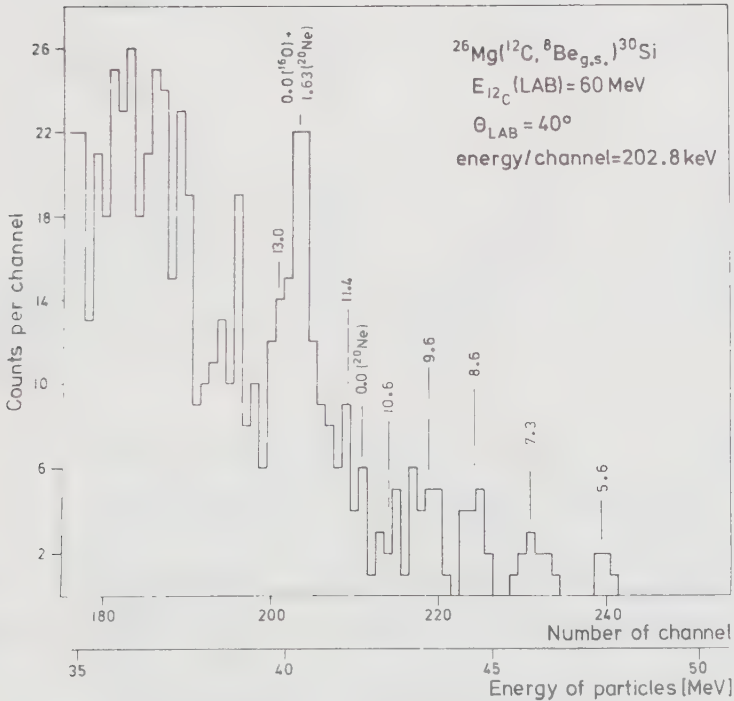


Abb. 46: ^8Be -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{26}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{30}\text{Si}$ bei 60 MeV ^{12}C -Strahl; $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$

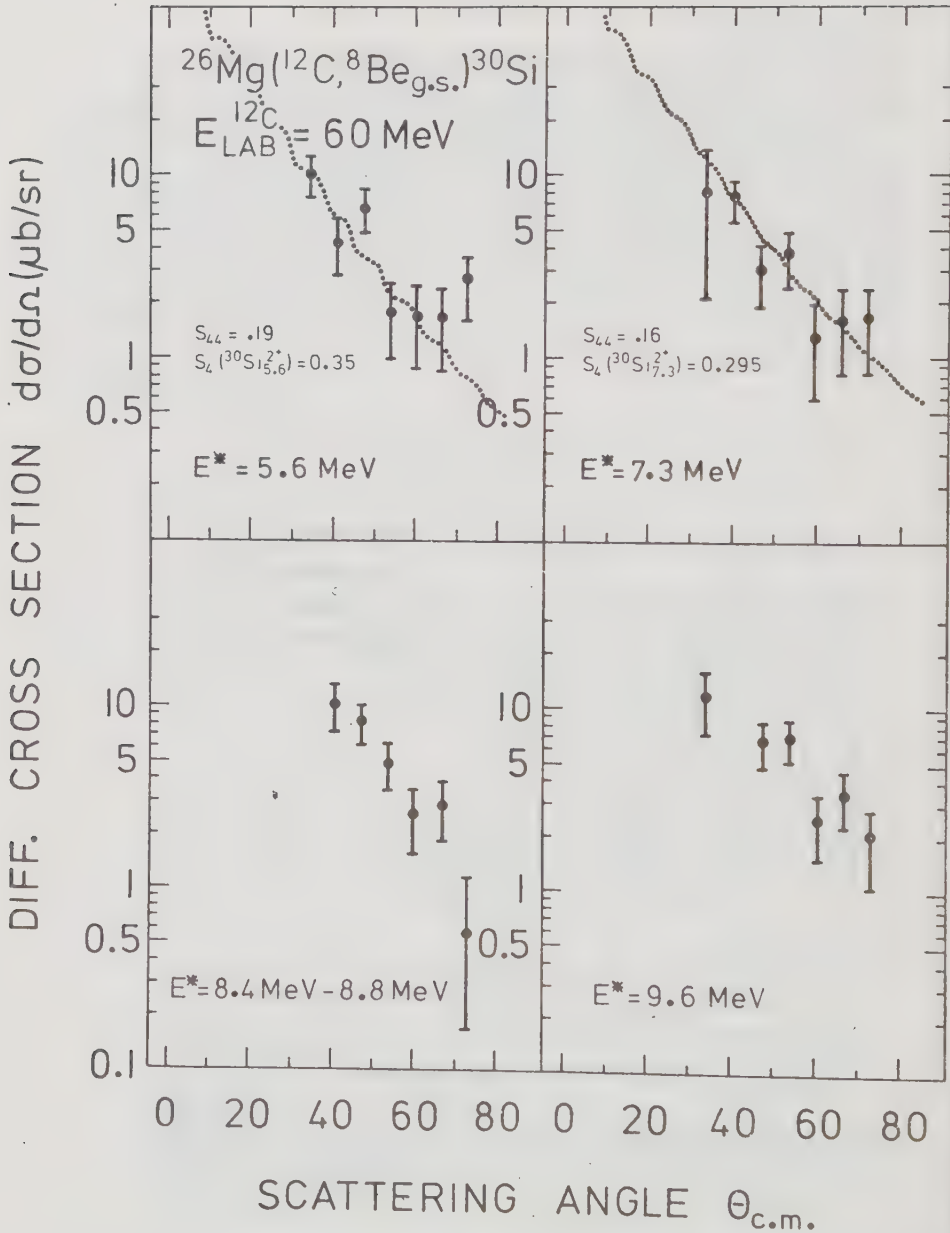


Abb. 47: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{26}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{30}\text{Si}$ bei 60 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen

c) $^{28}\text{Si} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be(g.s.)}) ^{32}\text{S}$

Im Gegensatz zur Reaktion am ^{26}Mg -Target, die zum "Nicht- α -Kern" ^{30}Si führt, sollte die Reaktion am " α -Kern" ^{28}Si derjenigen am " α -Kern" ^{24}Mg entsprechen.

Aufgrund der wenigen Meßdaten bei einer ^{12}C -Einschußenergie von 56 MeV kann man nur sehr allgemeine Züge der Reaktion aufzeigen.

Die Halbwertsbreite der Linien ist ≥ 600 keV. Die Anregungsenergie für ^{32}S -Zustände über ca. 5 MeV kann nur auf ± 200 keV genau angegeben werden. Die Beobachtung von stark angeregten ^{32}S -Zuständen über 5 MeV ist wegen Störlinien der Reaktion an ^{16}O behindert.

aa) Spektren

Wegen der unbefriedigenden Energieauflösung im Spektrum für $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$ und 56 MeV Einschußenergie (siehe Abb. 48) sollte in Anbetracht der ca. 20 Niveaus bis 7 MeV Anregung ab 4 MeV ein fast unstrukturierter Zählratenberg zu beobachten sein. Jedoch sind deutlich -wenngleich sehr breit- zwei Linien hervor gehoben (siehe Abb. 48). Das spricht für selektive Anregung des Restkerns ^{32}S durch die Reaktion $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ und deutet somit einen α -Transfer auch am ^{28}Si -Target an.

Grundzustandsbande: Bereits im ^{28}Si -Kern fiel die schwache Anregung der Grundzustandsbande auf. Im ^{32}S ist diese Anregung um den Faktor 5 schwächer. Während die niedrigste $K=0^+$ Bande im ^{20}Ne -Kern als Quasi-Rotationsbande mit einer Vier-Teilchen-Vier-Loch-Konfiguration $(sd)^4$ ⁷⁶⁾ im SU(3)-Modell beschrieben werden kann, versagt das Modell für ^{28}Si und ^{32}S . Das könnte daran liegen, daß wie Ingebretsen et al. ⁶⁸⁾ für ^{32}S experimentell zeigen, ^{32}S in den beiden niedrigsten $K=0$ Banden ein "Vibrator" ist, während Elliots SU(3)-Modell Quasi-Rotationsbanden beschreibt. Theoretische Rechnungen im Teilchenbild fordern die Annahme von merklichen Paarkorrelationen. ⁷⁵⁾ Deswegen könnten

α -Korrelationen in der Grundzustandsbande von ^{20}Ne über ^{28}Si zu ^{32}S immer weniger wahrscheinlich sein. Ein α -Transfer-Reaktionsmechanismus wird also diese Grundzustandsbanden -wie hier beobachtet- zunehmend schwächer anregen.

5.0 MeV, 5.7 MeV, 6.7 MeV: Wie bei anerkannten α -Transferreaktionen (z.B. ($^6\text{Li}, d$)) wird um 5.0 MeV, 5.7 MeV und um 7 MeV deutliche Anregung in ^{32}S beobachtet. Lindgren et al.⁷²⁾ führen die Anregung des 5.01 (3^-) und 5.8 (1^-) Zustandes auf die Bevölkering der niedrigliegenden $K=1$ Banden negativer Parität zurück. Diese Banden besitzen Konfigurationen, bei der zumindest eins der vier Nukleonen in der (fp)-Schale sitzt. Ichimura et al.⁷⁶⁾ zeigen durch Rechnungen im $\text{SU}(3)$ -Modell, daß diese Konfigurationen relativ große α -spektroskopische Faktoren besitzen können, was sie am Beispiel von ^{20}Ne im Detail belegen.

Unnatürliche Parität: Die schlechte Energieauflösung der hier durchgeführten Messung verhindert festzustellen, inwieweit zu den breiten Linien Zustände unnatürlicher Parität beitragen.

bb) Winkelverteilungen

Wegen der geringen Güte der gemessenen Spektren können Winkelverteilungen nur für die ersten beiden Glieder der Grundzustandsbande ($0.0, 0^+ - 2.23, 2^+$) und für die erste starke Linie um 5.0 MeV angegeben werden. Zur letzteren Winkelverteilung trägt auch das dritte Glied 4.46 MeV, 4^+ der ersten $K=0^+$ g.s.-Bande bei (Abb. 49)

Aufgrund einer zusätzlichen Messung kann die Winkelverteilung für 2.3 MeV um zwei Vorwärtswinkel $\theta_{c.m.} = 13.5^\circ$ $\theta_{c.m.} = 20.3^\circ$ ergänzt werden. Sie zeigt damit deutlich die wesentlich höheren Wirkungsquerschnitte bei kleinen Vorwärtswinkeln, womit die direkte Natur der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$ g.s.) auch am ^{28}Si -Target angezeigt ist.

Die mit DWBA berechneten Kurven folgen den Meßdaten. Für die Reaktion $^{28}\text{Si} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{32}\text{Si}$ wurden die gleichen optischen Potentialdaten wie für

$^{24,26}\text{Mg} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{28,30}\text{Si}$ verwendet. Die α -spektroskopischen Faktoren sind wie erwartet, kleiner als die entsprechenden für die Reaktion am ^{24}Mg -Target. Das relative Verhältnis $S_4(2^+) / S_4(0^+) = 0.28$ entspricht dem für die $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ -Reaktion.

Wie bei der Reaktion am ^{24}Mg -Target werden einzelne Zustände um eine Größenordnung stärker angeregt als die Grundzustandsbande. Die Wirkungsquerschnitte der Zustände bei 5.0 MeV und 6.7 MeV sind fast eine Größenordnung höher als für die Zustände 0.0 MeV und 2.3 MeV. Die Wirkungsquerschnitte bei der Einschußenergie von 55 MeV haben ungefähr gleiche Werte wie bei 56 MeV.

Zusammenfassung:

Wie bei der Reaktion am ^{24}Mg -Target weisen die gleichen Argumente (Selektivität, starker Abfall der Winkelverteilungen, gut angepaßte DWBA Rechnungen) auf einen α -Transfer am ^{28}Si -Target hin. Allerdings sind diese experimentellen Befunde bezüglich des ^{28}Si -Targets wegen der geringeren Güte der Meßwerte unsicherer.

Schlußbemerkung zur Reaktion an sd - Kernen :

Durch Vergleich der in der (sd)-Schale exemplarisch an ^{24}Mg , ^{26}Mg und ^{28}Si gemessenen Reaktionen kann festgestellt werden, daß die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion in der Mitte der (sd)-Schale im wesentlichen direkt ist und gemäß den DWBA-Rechnungen über einen α -Transfermechanismus abläuft.

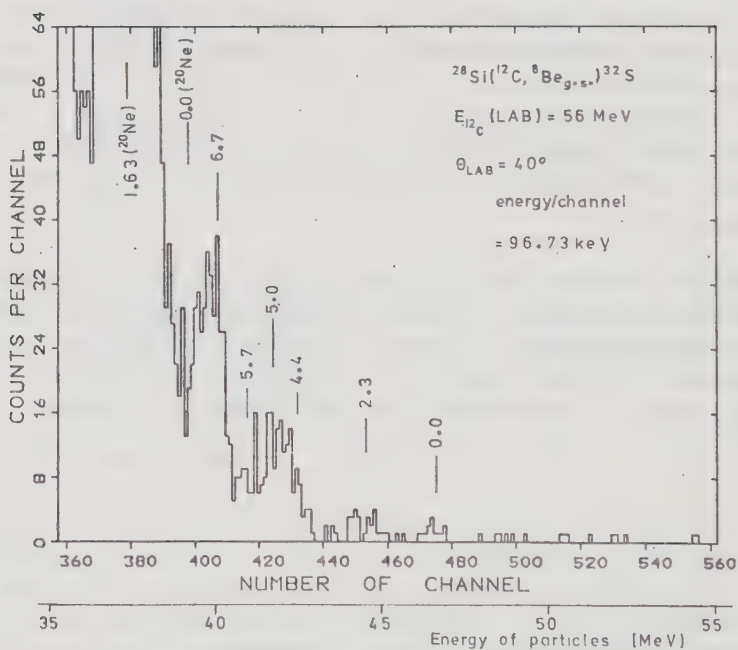


Abb. 48: $^8\text{Be}_{g.s.}$ -Teilchenspektrum für die Reaktion
 $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{32}\text{S}$ bei 56 MeV ^{12}C -Strahl;
 $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$

DIFF. CROSS SECTION $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b/sr}$)

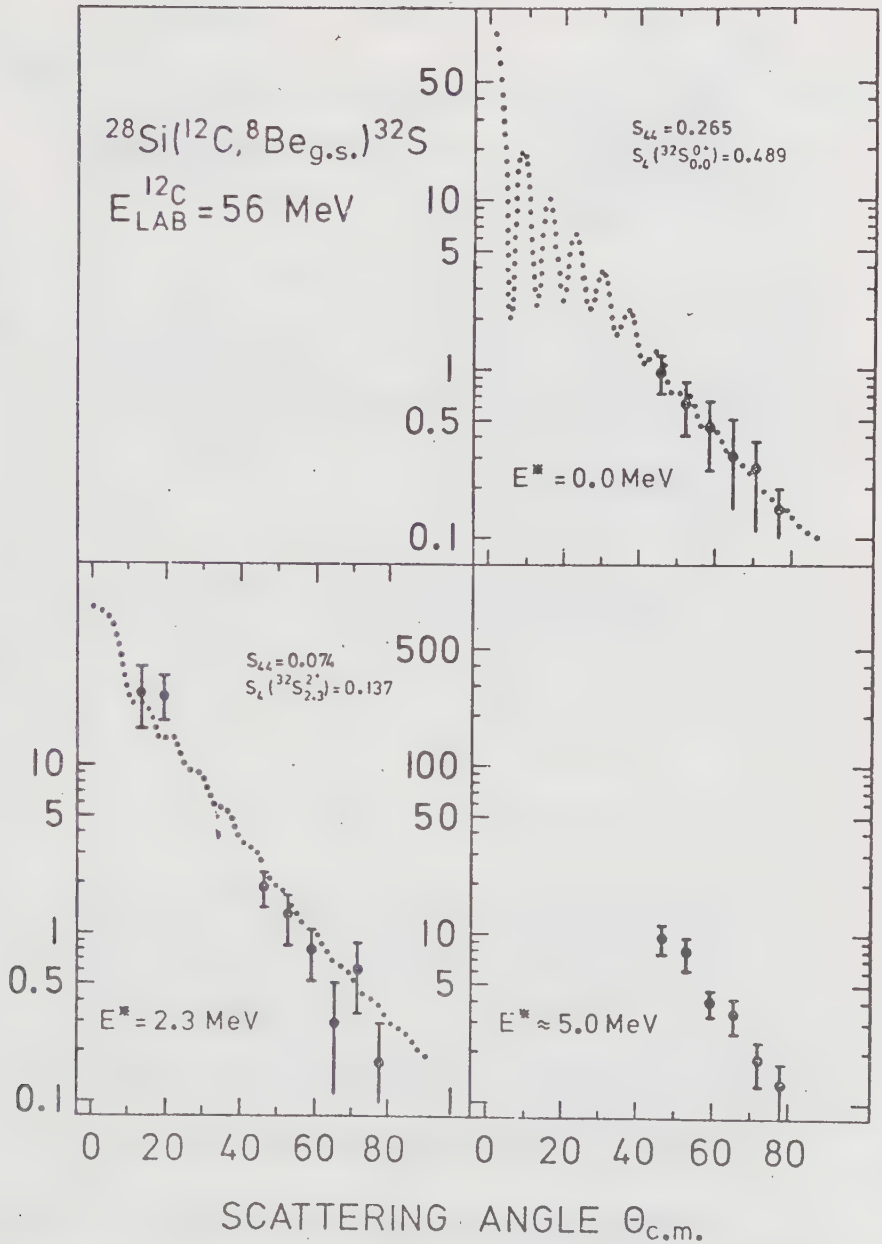


Abb. 49: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{32}\text{S}$ bei 56 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen

IV.4 ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an Kernen der (fp)-Schale

Bei den ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktionen an Kernen der (fp)-Schale wird zunächst die Frage untersucht, ob diese Reaktionen direkte Einstufenprozesse sind.

In der Literatur werden besonders für Kerne der (fp)-Schale Quartettstrukturen diskutiert (77, 78, 79, 80, 81), weil man erwartet, daß diese α -ähnlichen Korrelationen dem hier herrschenden jj-Kopplungsschema angepaßt sind. Diese Quartettstrukturen bilden sich innerhalb einer j-Schale und können z.B. eine Vier-Teilchen-Mehr-Loch-Konfiguration wie in ^{52}Ti oder ^{58}Ni besitzen, aber auch innerhalb der j-Schale mit zusätzlichen Nukleonen, wie bei ^{62}Zn gekoppelt, sein.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind kleiner als für die Reaktion an Targetkernen aus der (sd)-Schale und betragen bei den gemessenen Winkeln und Einschußenergien maximal ca. 50 $\mu\text{b/sr}$. Um genügend hohe Zählraten zu erhalten, wurde eine große Nachweisrate für ^8Be gefordert. Daher ist die HWBr der Linien ≥ 500 keV.

a) Auswahl der Targetkerne ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{54}Fe , ^{58}Ni

In der Erwartung, daß die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an Kernen der (fp)-Schale im wesentlichen über einen α -Transfermechanismus abläuft, wurden die Untersuchungen in der (fp)-Schale danach ausgerichtet, daß experimentelle Anzeichen für die Gültigkeit des Quartettmodells - wie sie mit der ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktion in der (fp)-Schale gefunden wurden - auch mit der hier durchgeführten ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion beobachtet werden können.

aa) Die Systematik der Quartettbanden ⁸¹⁾

Im vereinfachten Quartettmodell gibt es in der (fp)-Schale zwei⁺ besondere Quartettkonfigurationen:

(1 $f_{7/2}$)⁴ und (2 $p_{3/2}$)⁴

+)

Die Quartettkonfiguration (2 $p_{1/2}$)⁴ wird hier nicht diskutiert, weil sie bei den betrachteten Restkernen unwichtig ist.

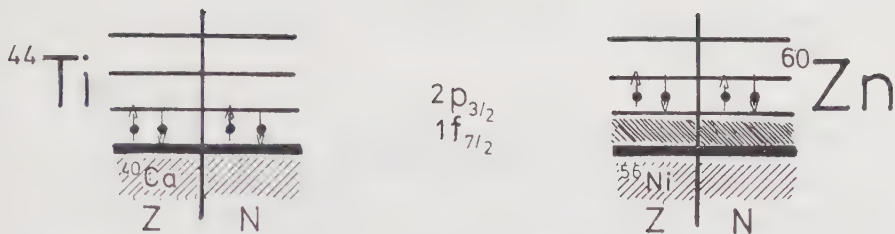


Abb. 50: Quartettkonfigurationsschema

Die $(1 f_{7/2})^4$ Quartettkonfiguration ist die Quartettkomponente in der Grundzustandsbande von ^{44}Ti . Die $(2 p_{3/2})^4$ Quartettkonfiguration ist die Quartettkomponente in der Grundzustandsbande von ^{60}Zn . (siehe Abb. 50)

Diese beiden Vierteilchenkorrelationen können als selbstständige Gebilde betrachtet werden, die als Ganzes mit dem übrigen Kern wechselwirken und die als ein Quasi-Teilchen selbst einen Spin tragen können, so daß Quasi - Rotationsbanden entstehen, z.B. in ^{44}Ti die Grundzustandsbande:

$$(1 f_{7/2})^4 J = 0, 2, 4$$

In ^{44}Ti ist auch die $(2 p_{3/2})^4$ Quartettkonfiguration als Vier-Teilchen-Sechzehn-Loch-Anregung möglich:

$$(1 f_{7/2})^{16} (2 p_{3/2})^4$$

Auch darauf kann sich eine Quasirotationsbande aufbauen. Die durch α -Transfer im ^{44}Ti selektiv angeregten Zustände zwischen ca. 4 MeV und 10 MeV Anregung könnten z.T. zu dieser letztgenannten Bande gehören.

Außer diesen beiden reinen Quartettkonfigurationen könnten Zustände mit Mischung aus diesen beiden Konfigurationen existieren. Auch diese Zustände könnten in einen α -Transfer selektiv angeregt werden.

Weiter ist denkbar, daß an jeweils einer reinen Quartettkonfiguration zusätzliche in der (f_0) -Schale vorhandene Neutronen mehr oder weniger stark ankooppeln. Diese Neutron-Neutron Paar-komponenten könnten den Zustand mehr oder weniger stark mitbestimmen, so daß Paarkorrelationen Quartettbildungen behindern: (Neutronen-Blockingeffekt)

bb) Auswahl der Targetkerne mit Hilfe der Systematik der Quartettbanden

α) ^{40}Ca -Target

Mit der Reaktion $^{40}\text{Ca} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}) ^{44}\text{Ti}$ wird die Untersuchung an "α-Kernen" in der (fp)-Schale fortgesetzt. Trifft das Quartettmodell zu, so müßten die Grundzustandsbande ebenso wie einige höher energetische Zustände besonders angeregt sein.

Die zu ermittelnden α-spektroskopischen Faktoren für die Grundzustandsbande könnten relativ groß sein (größer als die entsprechenden für andere Titanisotope und für die betrachteten Restkerne ^{58}Ni und ^{62}Zn), da keine zusätzlichen Neutronen die Ausbildung der Quartettkomponente ($1 f_{7/2}$) behindern. (Bei Annahme eines inerten ^{40}Ca -Cores)

β) ^{48}Ca -Target

Da beim ^{48}Ca -Kern die $1 f_{7/2}$ Neutronenschale bereits abgeschlossen ist, sind bei einem α-Transfer Anregungen von Quartettstrukturen mit einer ($1 f_{7/2}$)⁴ Quartettkomponente im entstehenden Restkern ^{52}Ti unwahrscheinlich. Doch könnte die ($2 p_{3/2}$)⁴ Quartettkonfiguration eine Komponente der Grundzustandsbande sein, so daß deshalb die Anregung der Grundzustandsbande durch α-Transfer besser als in der Reaktion zu den Restkernen ^{46}Ti und ^{48}Ti erfolgt. Bei letzteren fordert die Bildung der ($2 p_{3/2}$)⁴ Quartettkonfiguration höhere Anregungsenergie und die ($1 f_{7/2}$)⁴ - Quartettkomponente sollte ebenfalls durch zusätzliche Neutronenpaare behindert sein.

Unter der Voraussetzung, daß das Quartettmodell gültig ist, ist bei dieser Reaktion zu ^{52}Ti als Restkern zum einen für die ($1 f_{7/2}$)⁴ Quartettkomponente der erwähnte Neutronenblocking-Effekt ($1 f_{7/2}$ -Schale mit Neutronen gefüllt) zu erwarten, zum anderen sollte die Anregung der Grundzustandsbande in ^{52}Ti wegen der Komponente einer ($2 p_{3/2}$)⁴ Quartettkonfiguration möglich sein.

γ) ^{54}Fe -Target

Im ^{54}Fe -Kern ist nicht nur die $1 f_{7/2}$ -Neutronenschale gefüllt, sondern auch die $1 f_{7/2}$ -Protonenschale bis auf 2 Protonen besetzt. Die Reaktion zum Restkern ^{58}Ni wurde gewählt, weil im Vergleich zu ^{52}Ti die Grundzustandsbande stärker angeregt werden sollte, weil nach dem Quartettmodell die ($2 p_{3/2}$)⁴ Quartettkonfiguration eine größere Komponente der Grundzustandsbande ist. Bei einer größeren Quartettkomponente erwartet man folglich größere α-spektroskopische Faktoren für die Glieder der Grundzustandsbande in ^{58}Ni im Vergleich zu den entsprechenden in ^{52}Ti .

δ) ^{58}Ni -Target

In ^{60}Zn schließlich ist die $(2 p_{3/2})^4$ Quartettkonfiguration zugleich auch Grundzustandskonfiguration wie in ^{44}Ti die $(1 f_{7/2})^4$ Konfiguration.

Ein α -Transfer zu ^{60}Zn ist aber wegen des instabilen Targetkerns ^{56}Ni nicht möglich, darum wurde ^{58}Ni als Target gewählt. Dabei hofft man, daß die Quartettausbildung mit der Konfiguration $(2 p_{3/2})^4$ durch die Ankopplung der beiden zusätzlichen Neutronen in der $2 p_{3/2}$ -j-Schale nicht allzu stark behindert wird.

Die α -spektroskopischen Faktoren der Grundzustandsbande in ^{62}Zn könnten etwas größer sein als für die Restkerne ^{52}Ti und ^{58}Ni ; Sie sollten jedoch wegen der beiden zusätzlichen Neutronen in der äußersten j-Schale im Vergleich zu ^{44}Ti kleinere Werte ergeben.

b) $^{40}\text{Ca} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be g.s.}) ^{44}\text{Ti}$

Die Reaktion wurde bei 56.0 und 56.6 MeV ^{12}C -Einschußenergie untersucht.

Wegen der Reaktion an der Trägerfolie ^{12}C und an der ^{16}O -Verunreinigung können Winkelverteilungen nur für Zustände bis ca. 5 MeV Anregung (0.0, 1.1, 2.5, 3.4, 4.1, 5.3 MeV) über einen größeren Winkelbereich angegeben werden:

$$20^\circ < \theta_{\text{c.m.}} < 80^\circ$$

aa) Spektren

In Abb. 51 u. 52 der Spektren für $\theta_{\text{LAB}}=29.7^\circ$ und $\theta_{\text{LAB}}=42.7^\circ$ sind die interessierenden Linien (wie dort angegeben) vergrößert eingezeichnet. Der Festkern ^{44}Ti wird ähnlich selektiv angeregt, wie die Kerne ^{28}Si und ^{32}S in der (sd)-Schale.

Grundzustandsbande und Anregung bis 8 MeV: Man erkennt deutlich die Anregung der Grundzustandsbande:
0.0, 0^+ - 1.08, 2^+ - 2.45, 4^+ . Weiter findet man einige im Vergleich zur Grundzustandsbande stärker angeregte Zustände:
3.4 MeV, 4.1 MeV, 5.3 MeV und den Bereich 6.8 - 7.8 MeV.

Anregung über 8 MeV: Darüber hinaus kann besondere Anregung bei 8,6 MeV, 10,4 MeV, 11,6 MeV und 12,4 MeV beobachtet werden, wenn das die Lage der Störlinien in den Spektren zuläßt.

bb) Winkelverteilungen

Die Analyse der Winkelverteilungen zeigt den direkten Einstufen-Charakter der Reaktion an ^{40}Ca wie an Kernen der (sd)-Schale. (siehe Abb. 53)

Die relativ glatt abfallenden Winkelverteilungen können mit DWBA-Kurven gut angepaßt werden. Dabei sei besonders die gute Anpassung beim 2^+ , 1,08 MeV an die Daten zu 56 MeV hervorgehoben. Das ist sehr befriedigend, weil optische Parameter (siehe Tabelle V), die aus der elastischen Streuung von ^{13}C an ^{40}Ca gewonnen worden sind, benutzt wurden.

Desweiteren sind Daten aus einer Messung bei 56,6 MeV eingezeichnet. Dabei wurden keine begrenzenden Blenden verwendet. So ist die aktive Detektorenfläche nur ungenau bekannt und damit der Fehler der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit ca. $\pm 10\%$.

Für den Grundzustand werden mit Hilfe der DWBA Wirkungsquerschnitte berechnet, die innerhalb weniger Winkel stark oszillieren. Im Interesse großer Nachweisrate konnten bei der Messung zu 56 MeV und 56,6 MeV keine allzu schmalen Blenden eingesetzt werden, so daß die Winkelschärfe ca. $\pm 2^\circ$ beträgt.

Darunter leidet die Anpassung der berechneten Kurve an die Meßdaten, so daß der erhaltene α -spektroskopische Faktor für den Grundzustand mit einem Fehler von ca. 50 % behaftet ist. Die in der Tabelle IV zusammengestellten, darauf bezogenen, relativen spektroskopischen Faktoren sind also ebenso unsicher.

Die spektroskopischen Faktoren für die Grundzustandsbande sind ungefähr so groß wie bei ^{32}S . $0^+; S_H = 0,62$ - $2^+; S_H = 0,14$ - und nehmen ebenso mit steigendem Kernspin ab.

Zusammenfassung:

Die Reaktion am ^{40}Ca -Target zum Restkern ^{44}Ti in der (fp)-Schale zeigt die gleichen Eigenschaften wie zu Kernen der (sd)-Schale. Deshalb wird geschlossen, daß die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion auch in der (fp)-Schale im wesentlichen über einen α -Transfer abläuft. Die Selektivität bei der Anregung von ^{44}Ti kann man mit dem Quartettmodell verstehen.

Die erhaltenen α -spektroskopischen Faktoren für die Grundzustandsbande in ^{44}Ti sind relativ groß und mit denen der " α -Kerne" ^{28}Si , ^{32}S vergleichbar. Das ist verständlich, da sich bei ^{44}Ti in der (fp)-Schale die vier Nukleonen in der äußersten j-Schale zu einem Quartett mit $(1f_{7/2})^4$ Konfiguration koppeln können. Letztere ist deshalb eventuell eine starke Komponente der Grundzustandsbande. Dadurch besitzt die Grundzustandsbande neben Paar-Korrelationen auch eine merkliche Quartettkomponente, die beim α -Transfer durch die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion die deutliche Anregung der Grundzustandsbande ermöglicht.

Zu den Abbildungen auf Seite 108:

Abb. 51: $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{40}\text{Ca} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{44}\text{Ti}$ bei einer Einschußenergie des ^{12}C -Strahls von 56 MeV; $\theta_{\text{LAB}} = 29.75^\circ$

Abb. 52: Wie Abb. 51, jedoch für den Streuwinkel $\theta_{\text{LAB}} = 42.75^\circ$

Abb.: 51

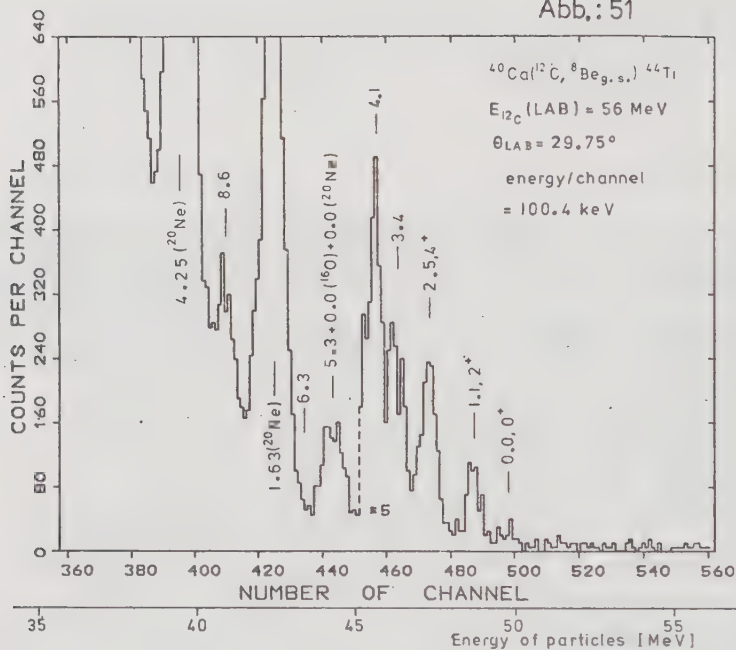
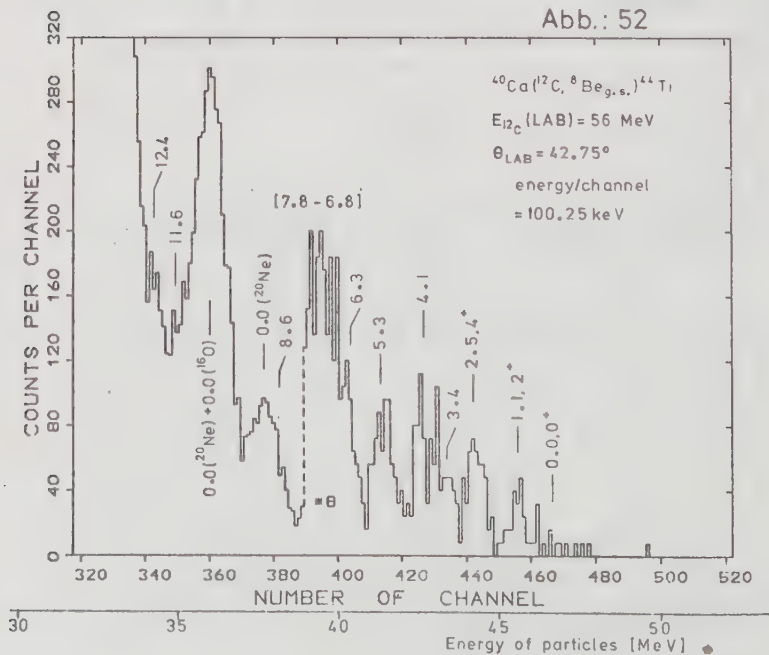


Abb.: 52



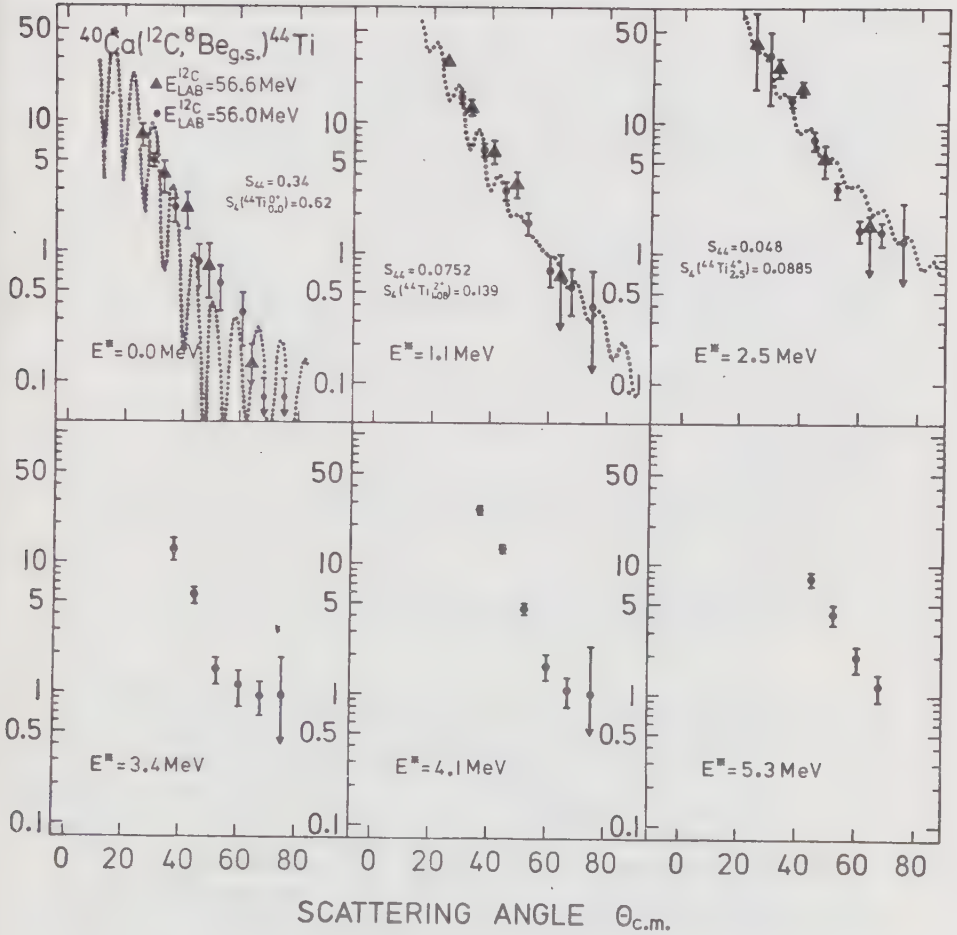
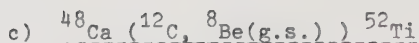


Abb. 53: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})^{44}\text{Ti}$ für verschiedene Zustände bis ca. 5 MeV Anregung bei einem ^{12}C -Strahl von 56.0 bzw. 56.6 MeV; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen für 56.0 MeV



Diese Reaktion wurde bei einer ^{12}C -Einschußenergie von 56 MeV für 9 Winkel von $\theta_{\text{LAB}} = 13.2^\circ$ bis $\theta_{\text{LAB}} = 52.2^\circ$ gemessen.

Im Schwerpunktsystem wird demnach ein Winkelbereich von ca. 15° bis 75° erfaßt. Die Wirkungsquerschnitte in diesem Winkelbereich betragen maximal $30 \mu\text{b/sr}$ für die deutlich angeregten Gruppen im Spektrum. Die Grundzustandsbande hat einen Wirkungsquerschnitt von maximal $10 \mu\text{b/sr}$.

Ein Vergleich mit der Reaktion an ^{40}Ca zeigt, daß die Grundzustandsbande in ^{52}Ti um einen Faktor drei schwächer als in ^{44}Ti angeregt wird.

Infolge der geringen Wirkungsquerschnitte sind die Zählraten trotz langer Meßdauer klein, d.h. die Meßwerte sind im allgemeinen mit erheblichen statistischen Fehlern behaftet.

aa) Spektren

Die selektive Anregung des Restkerns ^{52}Ti ist nicht so deutlich wie für ^{44}Ti .

Die Grundzustandsbande ($0.0, 0^+ - 1.0, 2^+ - 2.3, 4^+$) ist schwach angeregt.

Ab ca. 4 MeV beobachtet man etwas stärker angeregte Zustände. Eine Spinzuordnung für Zustände ab ca. 4 MeV in ^{52}Ti ist nicht möglich. Daher kann die Frage, ob Zustände mit hauptsächlich $(2 p_{3/2})^4$ Quartettkonfiguration unter den Zuständen ab 4 MeV Anregung sind, aufgrund der vorliegenden Daten nicht entschieden werden.

Die Selektivität der Reaktion ist wahrscheinlich durch die zusätzlichen Neutronen beeinträchtigt. (siehe Abb. 54)

bb) Winkelverteilungen

Die Winkelverteilungen für einzelne Zustände und Zustandsgruppen bis 5 MeV Anregung zeigen einen steilen Abfall mit zunehmenden Winkeln. (siehe Abb. 55)

Die berechneten DWBA-Kurven wurden an die Meßwerte für die vorderen Winkel angepaßt. Die Meßwerte fallen bei größeren Winkeln stärker ab als die mit Hilfe der DWBA berechnete Kurve.

Das kann u.a. an den verwendeten optischen Potential-Parametern liegen, da in Ermangelung von optischen Parametern für $^{12}\text{C} + ^{48}\text{Ca}$ diejenigen zur elastischen Streuung von $^{13}\text{C} + ^{40}\text{Ca}$ benutzt wurden.⁵⁰⁾

Für den Grundzustand oszilliert die berechnete Kurve (wie bei der Rechnung für die Reaktion am ^{40}Ca -Target) sehr stark mit einer "Winkelbreite" von einigen Grad. Die Meßwerte zum Grundzustand zeigen jedoch wegen der Winkelunschärfe von ca. $\pm 2^\circ$ einen relativ glatten Verlauf. Der Fehler bei Anpassung der Rechnung an die Messung zum Grundzustand beträgt deshalb ca. 50 %. Entsprechend ist die Genauigkeit des erhaltenen α -spektroskopischen Faktors für den Grundzustand.

Wie erwartet, sind die genauer bestimmbaren α -spektroskopischen Faktoren für den 2^+ - und 4^+ - Zustand in ^{52}Ti nur ungefähr halb so groß wie in ^{44}Ti :

$$^{44}\text{Ti} : S_4(2^+) = 0.139 ; S_4(4^+) = 0.089$$

$$^{52}\text{Ti} : S_4(2^+) = 0.061 ; S_4(4^+) = 0.032$$

Die spektroskopischen Faktoren nehmen mit zunehmendem Kernspin ab.

Zusammenfassung:

Die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ -Reaktion am ^{48}Ca -Target besitzt das von der Reaktion mit Kernen der (sd)-Schale bekannte direkte Verhalten (starker Abfall der Winkelverteilungen, gut angepasste DWBA-Rechnungen, selektive Anregung). Die im Vergleich mit ^{44}Ti kleineren α -spektroskopischen Faktoren der Grundzustandsbande in ^{52}Ti werden nach dem Quartettmodell erwartet.

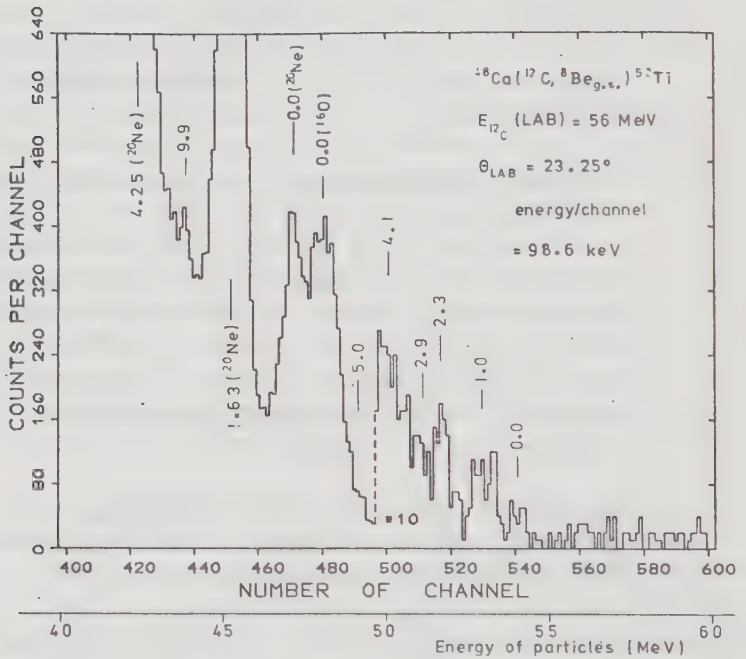


Abb. 54: $^{48}\text{Ca} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.}) ^{52}\text{Ti}$ -Teilchenspektrum für die Reaktion
 56 MeV des ^{12}C -Strahls; $\theta_{\text{LAB}} = 23.25^\circ$

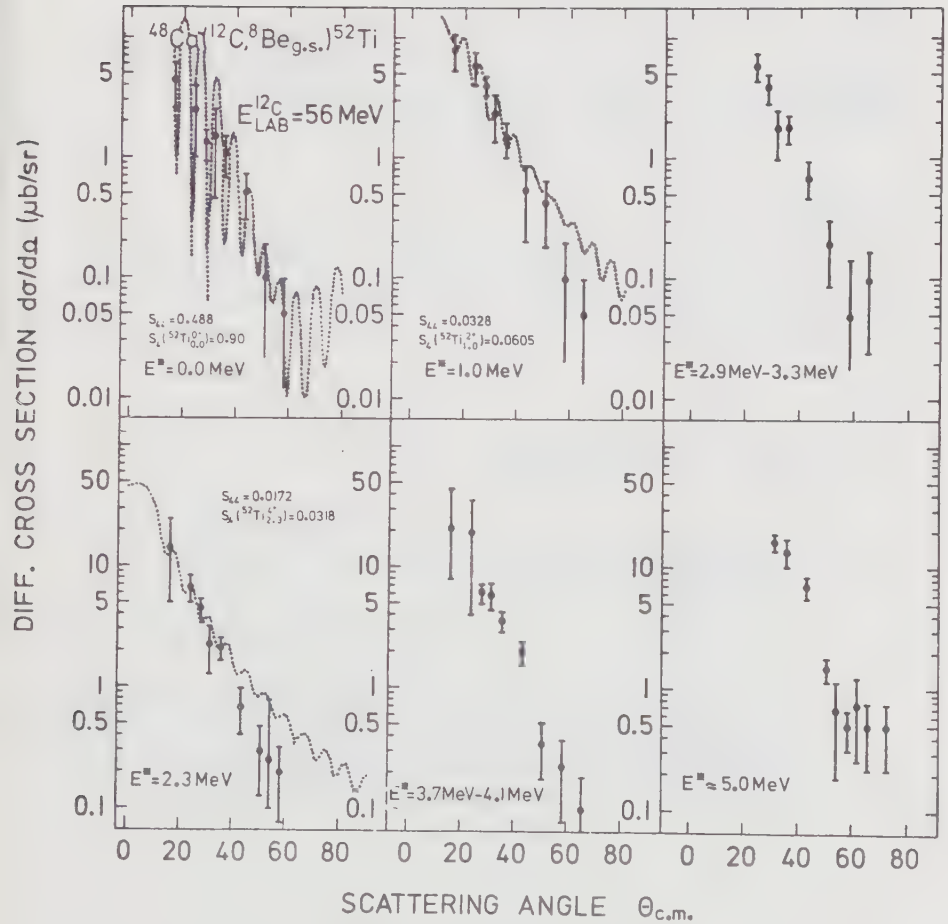
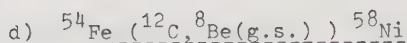


Abb. 55: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{48}\text{Ca}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{52}\text{Ti}$ bei 56 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen



Bei einer ^{12}C -Einschußenergie von 56 MeV wurden 6 Winkel im Abstand von 5° im Laborsystem gemessen: $\theta_{\text{LAB}} = 10^\circ, 15^\circ, \dots, 35^\circ$. Das entspricht einem Winkelbereich im Schwerpunktsystem zwischen ca. 10° und 40° . In diesem Winkelbereich beträgt der Wirkungsquerschnitt für einige Zustände über 4 MeV Anregung maximal 15 bzw. 50 $\mu\text{b/sr}$. Für die Grundzustandsbande erhält man bei $\theta_{\text{c.m.}} = 12^\circ$ einen Wirkungsquerschnitt von ca. 2 $\mu\text{b/sr}$ bzw. 10 $\mu\text{b/sr}$.

aa) Spektren

Die beiden Spektren in Abb. 56 u. 57 bei $\theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$ und $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$ veranschaulichen die selektive Anregung im Restkern ^{58}Ni .

Die Grundzustandsbande $0.0, 0^+ - 1.45, 2^+ - 2.45, 4^+$

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die Mitglieder der Grundzustandsbande im Restkern ^{58}Ni mit den entsprechenden in ^{52}Ti , bei $\theta_{\text{c.m.}} = 20^\circ$, zeigt daß die Anregung der Grundzustandsbande in ^{58}Ni nicht stärker als in ^{52}Ti ist. Nach dem Quartettmodell hätte man jedoch in ^{58}Ni eine deutlich stärker angeregte Bande erwartet. Selbst wenn man berücksichtigt, daß die Dicke des ^{54}Fe -Target nur mit einer Genauigkeit von $\pm 30\%$ bestimmt werden konnte, bleibt die erwähnte Feststellung.

4.6 MeV: Ganz deutlich beobachtet man eine im Vergleich zur Grundzustandsbande starke Anregung bei 4.6 MeV.

Anregung über 5 MeV: In einigen Spektren (siehe z.B. Abb. 56 u. 57) findet man auch bei 6.8 MeV, 7.7 MeV und bei 8.9 MeV deutliche Linien. Zwischen 5 und 6 MeV Anregungsenergie kann man in einigen Spektren eine Anregung bei 5.1, 5.6 bzw. 6.1 MeV beobachten.

Selektivität: Im Vergleich zu den ^{52}Ti -Spektren sind in den Spektren zum Restkern ^{58}Ni die Linien deutlich getrennt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei den hier gezeigten Spektren zu kleinen Vorwärtswinkeln die Winkelunschärfe die Linien nicht stark verbreitert. Daher ist die Selektivität in der Anregung des Restkerns ^{58}Ni durch die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion deutlich zu erkennen. Zum Beispiel sind zwischen 2.5 MeV und 5 MeV ca. 30 Niveaus bekannt. Das Spektrum für 25° zeigt aber klar, daß nur bei 4.6 ± 0.2 MeV der ^{58}Ni Kern stark angeregt wird.

In diesem Anregungsbereich sollten nach dem Quartettmodell Niveaus mit in wesentlichen $(2 p_{3/2})^4$ Konfiguration liegen. ⁸¹⁾

Andererseits spricht die oben erwähnte schwache Anregung der Grundzustandsbande gegen das Quartettmodell.

bb) Winkelverteilungen

Die Winkelverteilungen für die Grundzustandsbande und für die starke Anregung bei 4.6 MeV fallen trotz des kleinen Winkelbereichs über fast zwei Größenordnungen ab. Die berechneten DWBA-Kurven folgen den Meßwerten recht gut. Das spricht für einen α -Transferprozeß.

Für den Grundzustand wird eine stark oszillierende Winkelverteilung berechnet.

Die Anpassung einer so stark oszillierenden Kurve an die nicht hinreichend dichten Meßwerte ist ungenau, so daß daher der ermittelte α -spektroskopische Faktor für den Grundzustand einen Fehler von ca. $\pm 50\%$ hat.

Insgesamt betragen die α -spektroskopischen Faktoren - im Gegensatz zur Erwartung nach dem Quartettmodell - nur ca. ein Fünftel im Vergleich zu denen für die ^{52}Ti -Grundzustandsbande:

$$^{52}\text{Ti}: S_4(2^+) = 0.061; S_4(4^+) = 0.032$$

$$^{58}\text{Ni}: S_4(2^+) = 0.015; S_4(4^+) = 0.0066$$

Sie nehmen mit zunehmendem Kernspin ab.

Zusammenfassung:

Die besonders kleinen, ermittelten α -spektroskopischen Faktoren der Grundzustandsbande im Restkern ^{58}Ni stehen im Widerspruch zum Quartettmodell.⁸¹⁾ Andererseits weist die beobachtete deutliche selektive Anregung des ^{58}Ni -Restkerns auf Viernukleonenkorrelationen hin. Demnach sind dennoch Quartettstrukturen denkbar.

Zu den Abbildungen auf Seite 117 :

Abb. 56: $^8\text{Be}_{g.s.}$ -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{54}\text{Fe}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ für die Einschußenergie 56 MeV und den Winkel $\theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$

Abb. 57: Wie Abb. 56, jedoch $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$

Abb.: 56

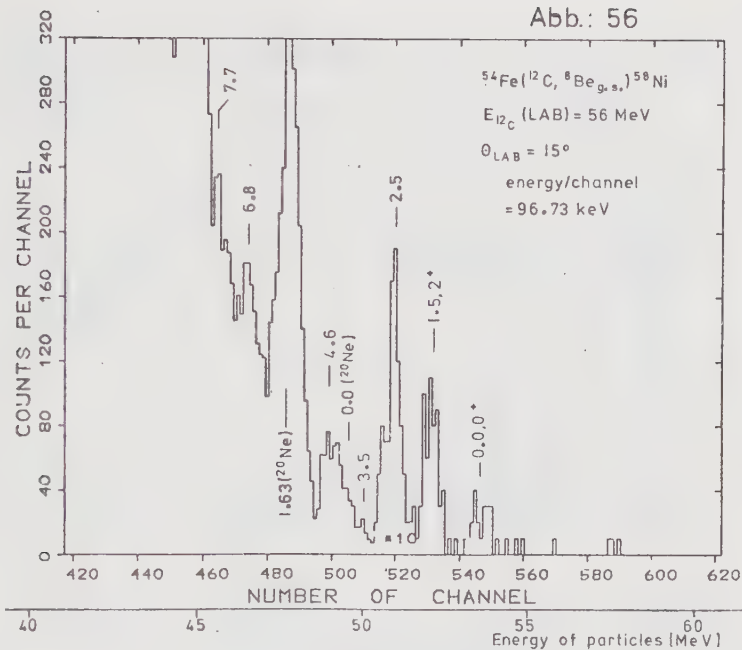
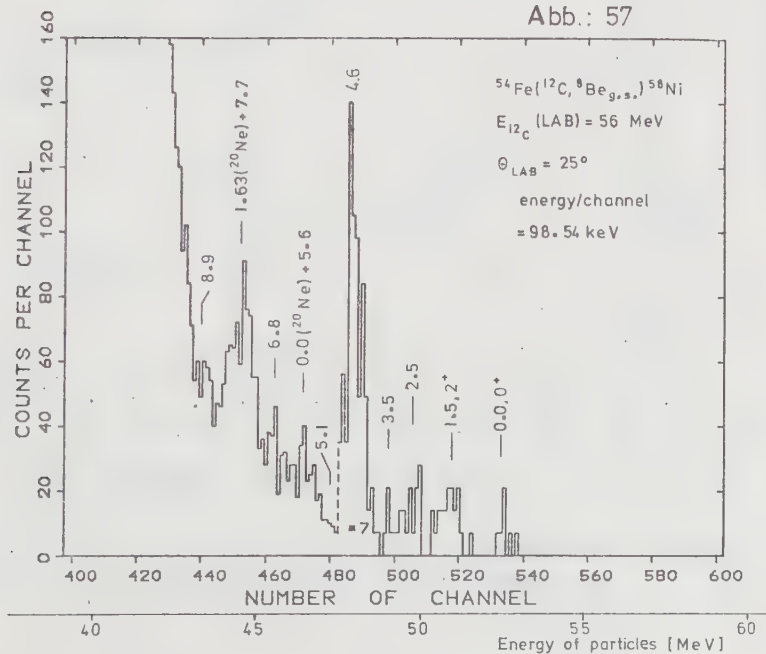


Abb.: 57



DIFF. CROSS SECTION $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b/sr}$)

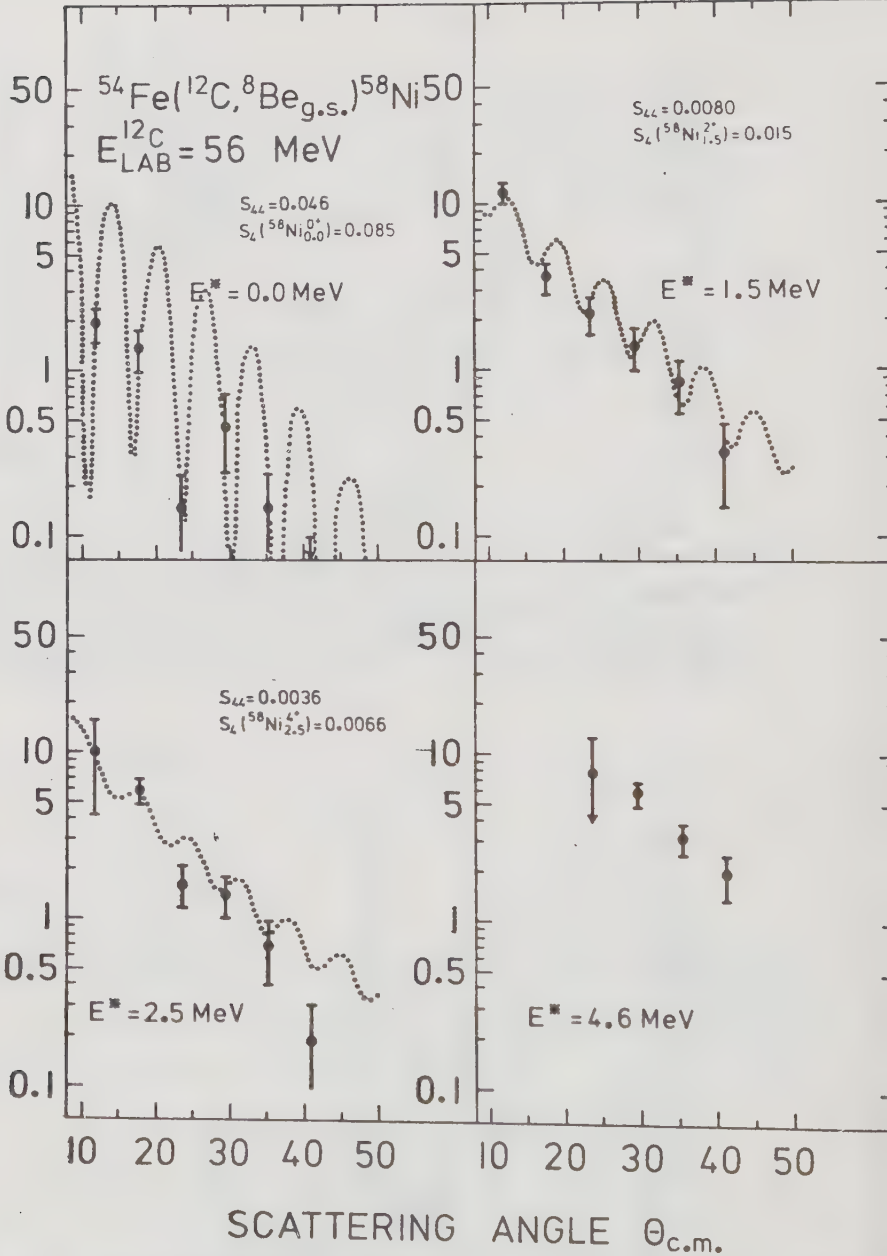


Abb. 58: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{54}\text{Fe}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{58}\text{Ni}$ bei 56 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen



Diese Reaktion wurde für die 4 Reaktionswinkel $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$, 35° , 40° und 45° bei einer ${}^{12}\text{C}$ - Einschußenergie von 55 MeV gemessen.

Für die Anregung von Zuständen über ca. 3 MeV in ${}^{62}\text{Zn}$ wurden im gemessenen Winkelbereich maximal ca. 30 $\mu\text{b/sr}$ (für 7.0 MeV ca. 40 $\mu\text{b/sr}$) ermittelt.

Die Dicke des ${}^{58}\text{Ni}$ -Targets wurde ausgewogen und ist mit einer Genauigkeit von ungefähr $\pm 25\%$ bekannt.

Die Anregungsenergien sind (besonders bei höheren Werten) mit einer Unsicherheit bis zu ± 200 keV behaftet. Die Halbwertsbreite der Linien in den Spektren beträgt ungefähr 500 keV.

aa) Spektren

Die Spektren für $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$ und $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$ sind in den Abb. 59 u. 60 gezeigt. Die schwache Anregung der Grundzustandsbande und einige wesentlich stärker angeregte Zustände kennzeichnen die stark selektive Anregung durch die $({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion

Grundzustandsbande: Die Grundzustandsbande 0^+ , 0.0 MeV - 2^+ , 0.95 MeV - 4^+ , 2.2 MeV ist im Vergleich zu den Linien ab 3 MeV schwach, aber wie nach dem Quartettmodell erwartet, deutlich stärker als im ${}^{58}\text{Ni}$ - und ${}^{52}\text{Ti}$ - Restkern angeregt. Sie ist etwa viermal so stark wie in ${}^{58}\text{Ni}$ und etwa doppelt so stark wie in ${}^{52}\text{Ti}$ angeregt. Bei Vergleich mit dem ${}^{44}\text{Ti}$ Restkern ist die Anregung deutlich geringer.

3.2 MeV: Die starke Linie bei 3.2 MeV fällt besonders auf.

Nach Kusakari et al.⁸²⁾ liegt bei der Anregung von 3.22 MeV ein 3^- -Zustand. Farwell et al.⁸³⁾ geben einen 4^+ -Zustand bei 3.216 MeV an.

4.0 bis 5.0 MeV: Bei 4.0 MeV bzw. 5.0 MeV kann man deutlich 2 Linien beobachten, doch zeigen die breiten Linien besonders im Spektrum für $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$, daß wahrscheinlich weitere Zustände zwischen 4.0 MeV und 5.0 MeV etwas angeregt sind.

Anregung über 5 MeV: Es werden um 5.6 MeV Niveaus bevölkert; auch fällt die besonders starke Anregung um 7.0 MeV auf.

bb) Winkelverteilungen

Für den Grundzustand zeigt die berechnete Kurve in diesem Winkelbereich keine so großen Oszillationen, wie sie aus den entsprechenden Rechnungen für die anderen Reaktionen mit (fp)-Kernen bekannt sind.

Die ermittelten spektroskopischen Faktoren für die ^{62}Zn -Grundzustandsbande sind - wie nach dem Quartettmodell erwartet - größer als die analogen im ^{58}Ni -Kern:

$$^{62}\text{Zn} : S_4(0^+) = 0.20 ; S_4(2^+) = 0.070$$

$$^{58}\text{Ni} : S_4(0^+) = 0.085 ; S_4(2^+) = 0.015$$

Zusammenfassung:

Die Reaktion $^{58}\text{Ni} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{62}\text{Zn}$ bestätigt den direkten Charakter. Der starke Abfall der Winkelverteilungen von kleinen zu großen Winkeln wird durch die DWBA-Rechnung beschrieben.

Nach dem Quartettmodell sollten in ^{62}Zn bei niedrigen Anregungsenergien selektiv bevölkerte Niveaus zu beobachten sein ⁷⁸⁾. Die besonders auffälligen Linien bei 3.2 MeV, bei 4.0 und 5.0 MeV stehen damit im Einklang.

Schlußbemerkung zur Reaktion an (fp)-Kernen

Da der spektroskopische Faktor für den 0^+ -Zustand in ^{44}Ti , ^{52}Ti und ^{58}Ni wegen den stark oszillierenden DWBA-Kurven mit einem großen Fehler behaftet ist, ist also nur der Vergleich des absoluten α -spektroskopischen Faktors S_4 für den ersten 2^+ Zustand in ^{62}Zn mit den entsprechenden der anderen Restkerne sinnvoll:

$^{44}\text{Ti}^{2^+}$	$^{52}\text{Ti}^{2^+}$	$^{58}\text{Ni}^{2^+}$	$^{62}\text{Zn}^{2^+}$	Restkern
0.139	0.061	0.015	0.070	$S_4(\text{Restkern})$

Nach dem Quartettmodell trifft wie erwartet zu:

$S_4(^{44}\text{Ti}^{2^+})$ ist deutlich größer als die anderen entsprechenden α -spektroskopischen Faktoren, insbesondere ist

- 1) $S_4(^{44}\text{Ti}^{2^+})$ größer als $S_4(^{52}\text{Ti}^{2^+})$;
- 2) $S_4(^{62}\text{Zn}^{2^+})$ größer als $S_4(^{58}\text{Ni}^{2^+})$ ist.

nicht wie erwartet, ist jedoch:

$S_4(^{58}\text{Ni}^{2^+})$ kleiner als $S_4(^{52}\text{Ti}^{2^+})$

Zu den Abbildungen auf Seite 122:

Abb. 59: ^8Be -Teilchenspektrum für die Reaktion $^{58}\text{Ni} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{gs.}}) ^{62}\text{Zn}$ bei einer Einschußenergie von 55 MeV und dem Winkel $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$

Abb. 60: Wie Abb. 59, jedoch $\theta_{\text{LAB}} = 40^\circ$

Abb.: 59

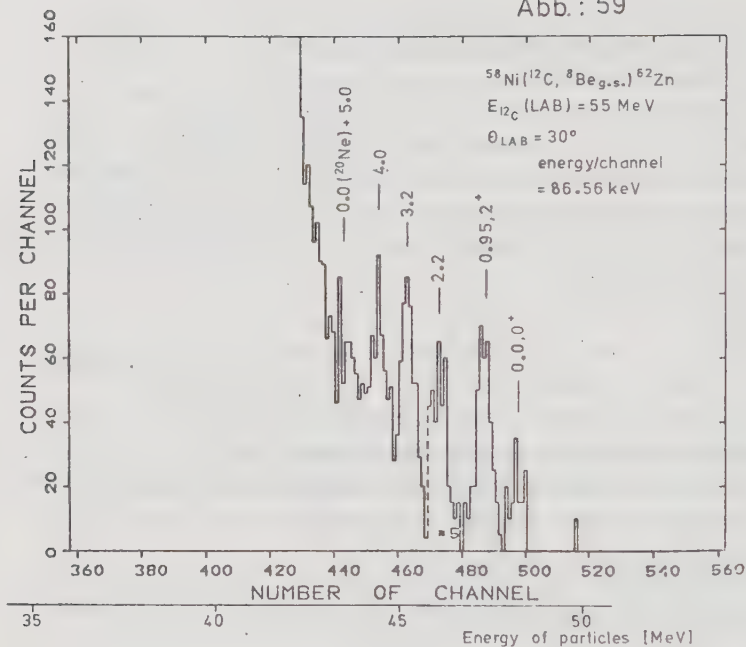
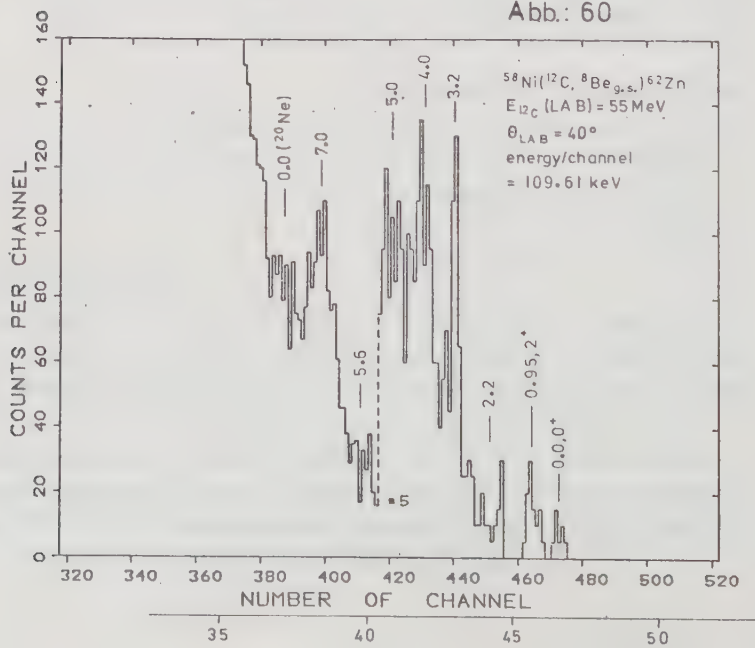


Abb.: 60



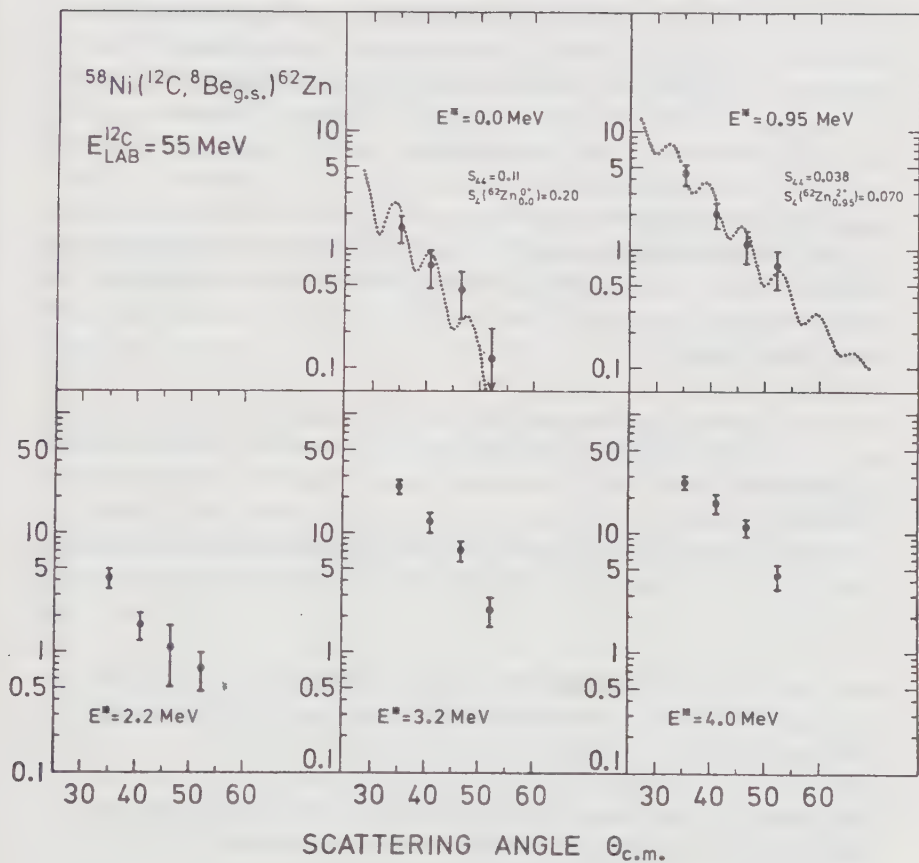


Abb. 61: Winkelverteilungen für die Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{62}\text{Zn}$ bei 55 MeV ^{12}C -Strahl; punktierte Linien sind DWBA-Rechnungen

V. Diskussion der DWBA-Analyse und Vergleich mit anderen Reaktionen

Die Ergebnisse, Analyse und Diskussion der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion in dieser Arbeit lassen erkennen, daß der Reaktionsmechanismus nur bei leichten Targetkernen nicht über einen vorherrschend direkten Prozeß abläuft. Compoundkernprozesse und Mehrstufenprozesse, wie z.B. bei der anomal starken Bevölkerung⁵⁵⁾ des zweiten 4^+ , 11.096 MeV Zustandes in ^{16}O , scheinen die Reaktion an leichten Kernen zu beherrschen. Die DWBA-Analyse ergibt keine zufriedenstellende Anpassung an die Meßergebnisse. Die ermittelten spektroskopischen Faktoren für leichte Kerne bei der Anpassung an die Meßwerte für die kleinen Vorwärtswinkel sind jedoch in der Größenordnung wie bei anderen α -Transferreaktionen. Die für kleine Vorwärtswinkel aufgenommenen Spektren zeigen starke selektive Anregung von Zuständen, für die α -Korrelationen angenommen werden.

Die vorliegende Untersuchung in der (sd) und (fp)-Schale zeigt, daß hier die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion einen deutlich direkten Charakter besitzt. Die stark abfallenden Winkelverteilungen für die Reaktionen an (sd)- und (fp)-Kernen verweisen auf einen direkten Prozeß. Ein weiteres Argument dafür ist, daß in Kernen, wie z.B. ^{28}Si , Zustände unnatürlicher Parität nicht beobachtet werden.

Ein deutlicher Hinweis auf einen α -Transfer ergibt sich aus der befriedigenden Anpassung der dazu berechneten DWBA-Winkelverteilung an die entsprechenden Meßwerte.

Die selektive Anregung einiger Zustände läßt sich durch die Annahme von Vier-Nukleonen-Korrelationen verstehen.

Diese Folgerungen stützen sich im wesentlichen auf die Zuverlässigkeit der DWBA-Analyse. Darum werden im folgenden Abschnitt die möglichen Fehler, d.h. die Voraussetzungen, die in der DWBA-Rechnung benutzt werden, diskutiert.

Danach wird die Annahme des α -Transfers und die deshalb angenommene selektive Anregung von Vier-Nukleonen-Korrelationen

durch Vergleich (1.) der spektroskopischen Faktoren und (2.) der selektiv stark angeregten Zustände mit Alternativ-Reaktionen geprüft.

V.1 Signifikanz der DWBA-Analyse

Aus der Literatur ist bekannt, daß vor allem der Radius für die Berechnung des gebundenen Zustandes aus dem α -Teilchen mit dem übrigen Kern die berechneten DWBA-Wirkungsquerschnitte stark beeinflusst. Ebenso hat die Änderung von optischen Potentialparametern Einfluß auf die Ergebnisse.⁴⁵⁾

Die in den Abb. 32 bis 61 gezeigten DWBA-Rechnungen wurden mit Parametern aus der Literaturgerechnet. Diese mußten für die Anpassung an die Meßwerte nicht weiter modifiziert werden. Dennoch ergibt sich für die Reaktion ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) eine zufriedenstellende Anpassung der berechneten Wirkungsquerschnitte an die Meßwerte zu den Reaktionen an Kernen ab der (sd)-Schale.

Am Beispiel der Reaktion $^{40}\text{Ca} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{44}\text{Ti}$ wurde der Einfluß des zum gebundenen Zustand gehörenden Radius untersucht.

Am Beispiel der Reaktion $^{58}\text{Ni} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{62}\text{Zn}$ wird der Einfluß verschiedener optischer Potentialparameter auf die DWBA-Rechnung besprochen.

a) Die Empfindlichkeit der DWBA-Vorhersage auf Änderung des Radius für den gebundenen Zustand

Als Radiusparameter für gebundene Zustände wurde $r_0 = 1.25$ fm gewählt. Lediglich für die Reaktion an den beiden Ca-Isotopen war $r_0 = 1.2$ fm, weil für die optischen Potentialparameter diejenigen von Bond et al.⁵⁰⁾ benutzt wurden, die $r_0 = 1.2$ fm verwenden. Der Radius R wurde nach $R = r_0 A_{\text{Be}}^{1/3}$ für den gebundenen Zustand im Restkern und im Projektil ^{12}C berechnet.

Andererseits (so von de Vries bei einer Untersuchung der Reaktion ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) gewählt⁴⁵⁾) kann man von einer im Restkern

oder Projektil stark ausgeprägten α -Clusterung ausgehen, bei der das α -Teilchen vom übrigen Kern stark separiert ist, d.h. man kann einen größeren Radius für den gebundenen Zustand annehmen:

$$\text{z.B. } R = r_0 (A^{1/3} + 4^{1/3})$$

Da für den ^{12}C -Kern α -Clustermodelle eine gute Beschreibung des Kerns liefern, wird hier eine zusätzliche DWBA-Rechnung gezeigt, für die der Radius des gebundenen ($\alpha + {}^8\text{Be}$) - Zustand nach:

$$R_{12\text{C}} = 1.25 (A_{\text{Be}}^{1/3} + 4^{1/3}) \text{ berechnet wird,}$$

d.h. ein viel größerer Radius als für die bereits gezeigte Reaktion an ^{40}Ca in Abb. 53 wird angenommen.

Für $^{44}\text{Ti} = ({}^{40}\text{Ca} + \alpha)$ wurde keine starke α -Clusterung angenommen, also

$$R ({}^{44}\text{Ti}) = 1.2 \cdot A_{\text{Ca}}^{1/3}.$$

Die für diesen Fall resultierende DWBA-Kurve ist mit dünner Strichstärke in die Abb. 62 eingezeichnet.

Da die DWBA-Rechnung für den größeren Radius $R_{12\text{C}}$ auch wesentlich größere Wirkungsquerschnitte liefert, ergeben sich absolute spektroskopische Faktoren, die maximal um eine Größenordnung kleiner sind. Das relative Verhalten der spektroskopischen Faktoren bleibt erhalten (z.B. Abnahme der spektroskopischen Faktoren mit dem Kernspin) .

Berechnungsart	$S_4({}^{44}\text{Ti } 0^+, 0.0)$	$S_4({}^{44}\text{Ti } 2^+, 1.08)$	$S_4({}^{44}\text{Ti } 4^+, 2.5)$
$R_{12\text{C}} = r_0 (A_{\text{Be}}^{1/3} + 4^{1/3})$	0.032	0.018	0.011
$R_{12\text{C}} = r_0 (A_{\text{Be}}^{1/3})$	0.34	0.075	0.048

Auch die Form der DWBA-Kurve für den größeren Radius $R_{12\text{C}}$ ändert sich deutlich: 1) Die Oszillationen sind schwächer; 2) Flacherer Verlauf von 0° bis ca. 20° ; 3) Steilerer Verlauf bis ca. 60° ; 4) Erneuter Anstieg hin zu 90° .

Bei Untersuchungen ⁸⁴⁾ zur (⁶Li, d)-Reaktion wurden Radiusparameter zwischen $r_0 = 1.25$ fm und $r_0 = 1.45$ fm zur Berechnung des Radius nach $R = r_0 A^{1/3}$ mit Erfolg verwendet. Daher wird angenommen, daß die hier verwendete Gleichung $R=1.25 \cdot A^{1/3}$ zur Berechnung des Radius für den gebundenen Zustand absolute spektroskopische Faktoren ergibt, die höchstens um einen Faktor 5 falsch sind.

Die Abb. 62 zeigt, daß über die Anpassung an die Meßwerte entschieden werden kann, welcher Radiusparameter richtig ist.

In der vorher erwähnten Arbeit ⁸⁴⁾ zu (⁶Li,d) wird vermutet, daß diese Anpassung des Radiusparameters Struktureffekte aufdecken könnte.

Für den hier gerechneten Fall würde dies bedeuten, daß die angenommene α -Clusterung ($R_{12C} = 1.25 A_{Be}^{1/3} + 4)^{1/3}$ in ¹²C zu stark ist.

U.a. wegen der starken Abhängigkeit vom Radiusparameter werden die für einen Restkern erhaltenen absoluten spektroskopischen Faktoren zu den verschiedenen Zuständen üblicherweise auf den spektroskopischen Faktor für den Grundzustand bezogen.

Da bei den Ca-Isotopen wegen der starken Oszillationen der berechneten Kurve und wegen der Winkelunschärfe der Meßwerte nur eine grobe Anpassung zwischen Rechnung und Messung möglich ist, sind bei Bezug auf den spektroskopischen Faktor für den Grundzustand mit Fehlern von ca. 50 % zu rechnen.

In diesen Fällen kann der Bezug auf den ersten 2⁺-Zustand helfen:

Berechnungsart für geb. Zustand	$\frac{S(2^+)}{S(0^+)}$	$\frac{S(4^+)}{S(0^+)}$	$\frac{S(4^+)}{S(2^+)}$
$R_{12C} = r_0 (A^{1/3} + 4^{1/3})$	0.56 ± 0.28	0.34 ± 0.17	0.61
$R_{12C} = r_0 A^{1/3}$	0.22 ± 0.11	0.14 ± 0.07	0.64

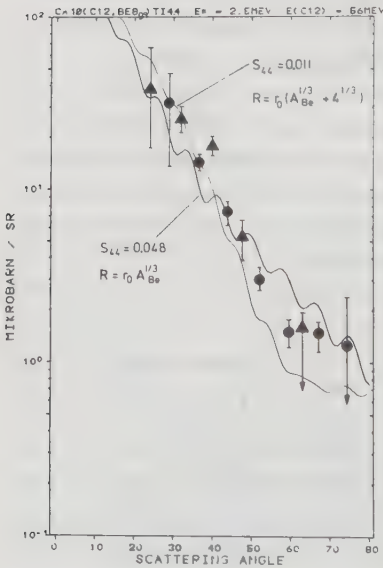
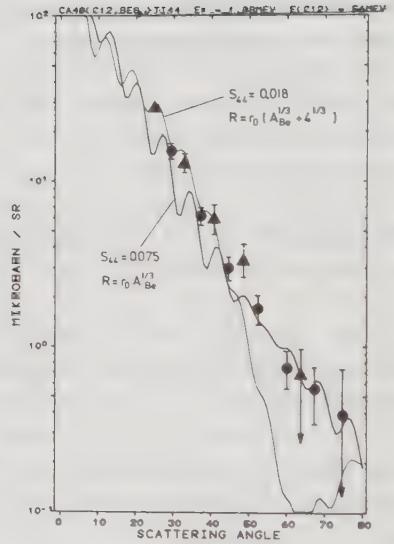
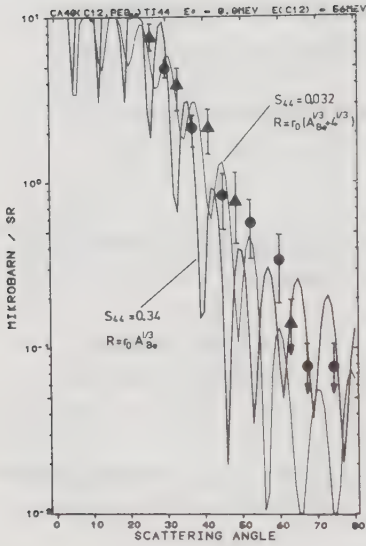


Abb.62 :

DWBA-Rechnungen für verschiedene Radien des gebundenen Zustandes ($^8\text{Be} + \alpha$) am Beispiel der Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^{44}\text{Ti}$ bei einer Einschüßenergie von 56 MeV

Links oben : Grundzustand

Rechts oben : 2^+ -Zustand,
1.08 MeV

Links unten : 4^+ -Zustand,
2.5 MeV

b) Empfindlichkeit der DWBA-Vorhersage auf verschiedene optische Potentialparameter

Am Beispiel der Reaktion $^{58}\text{Ni} (^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}) ^{62}\text{Zn}$ wird der Einfluß verschiedener optischer Potentiale auf die DWBA-Vorhersage diskutiert. Drei verschiedene Potentialsätze wurden verwendet.

M.-C.Lemaire et al.⁵¹⁾ haben Potentialparameter für die elastische Streuung von ^{16}O an ^{64}Ni ermittelt ($V(\text{reell}) = 35.2 \text{ MeV}$, $r_r = 1.31$, $r_i = 1.2$). Drei gleichwertige Potentialsätze, die sich im imaginären Potential W unterscheiden, werden angegeben. Die in Abb. 63 stark eingezeichnete Kurve gibt die Rechnung für den Parametersatz mit der kleinsten imaginären Potentialtiefe wieder. ($W_{\text{Vol}} = 19.7 \text{ MeV}$). Die schwach eingetragene Kurve fällt steiler ab ($W_{\text{Vol}} = 61.4 \text{ MeV}$). In diesem Falle zeigt sich demnach, daß die berechnete Kurve umso steiler ist, je größer das imaginäre Potential ist.

Die DWBA-Rechnung mit dem kleinsten imaginären Potentialwert $W = 19.7 \text{ MeV}$ paßt sich am besten den Meßwerten an. Das bestätigt die in Kap. IV.1 a erwähnte Feststellung von Goldfarb,⁴²⁾ daß die DWBA-Beschreibung für einen Nukleonentransfer empfindlicher auf das imaginäre Potential ist, als die optische Modellrechnung für die elastische Streuung.

Es wurde ein weiterer Potentialsatz zur Berechnung der Winkelverteilungen gewählt⁸⁶⁾. Hier ist das Absorptionspotential W_{Vol} in der gleichen Größe ($W_{\text{Vol}} = 18 \text{ MeV}$) wie für die beste Anpassung mit dem Potential von M.-C.Lemaire et al.. Hinzu kommt noch ein Oberflächenabsorptionsanteil $4 \cdot W_{\text{Surf.}} = 4 \text{ MeV}$. Das reelle Potential V ist jedoch wesentlich größer ($V = 70 \text{ MeV}$). Man berechnet mit diesem Parametersatz einen vollkommen verschiedenen Kurvenverlauf.

Die Oszillationen sind nicht so groß. Die Kurve verläuft bis ca. 30° flacher, ist danach jedoch im Vergleich zu den beiden anderen Kurven annähernd gleich steil.

Die ermittelten spektroskopischen Faktoren unterscheiden sich maximal um 25 %. Der Einfluß verschiedener optischer Potential-Parametersätze auf die DWBA-Rechnung ist demnach relativ schwach. Damit ist teilweise gerechtfertigt, für die Streuung von ^8Be am Restkern, wofür keine optischen Potential-Parameter bestimmt werden können, den gleichen Parametersatz zu verwenden wie für den Eingangskanal.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die ermittelten absoluten α -spektroskopischen Faktoren modellabhängig sind. (Radius, O.M.-Potential)

Dagegen sind relative Verhältnisse dieser spektroskopischen Faktoren ziemlich unabhängig von verschiedenen Modellen.

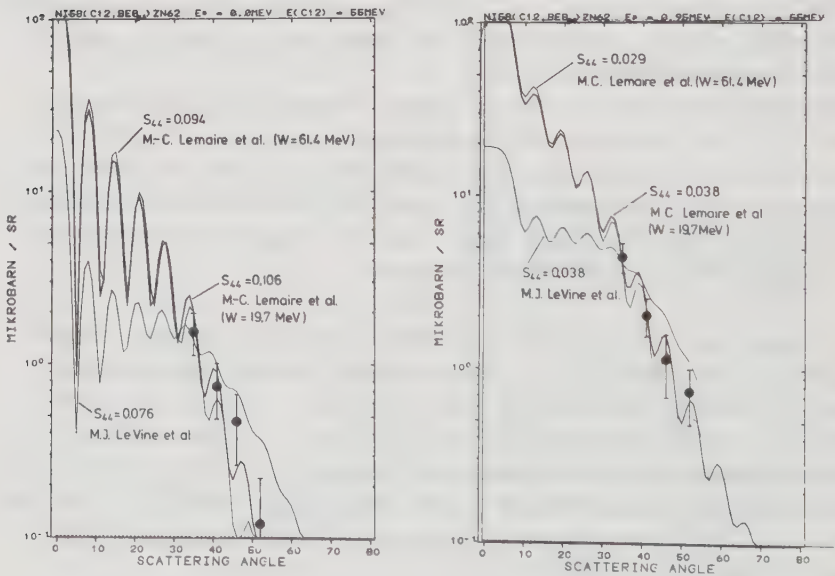


Abb. 63: DWBA-Rechnungen für verschiedene optische Potential-parametersätze am Beispiel der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}})^6$ bei der Einschußenergie 55 MeV.
Links: Grundzustand; Rechts: $E^* = 0.95 \text{ MeV}$

V.2 ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}(\text{g.s.})$)-Reaktion im Vergleich zu anderen Reaktionen

Der Vergleich mit den bekannten α -Transferreaktionen ($^6\text{Li}, d$) und ($^7\text{Li}, t$) unterstützt die Annahme eines α -Transfers mit der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion.

Die starke Q- und L-Wertabhängigkeit bei der Reaktion zwischen komplexen Kernen ergibt verschiedene Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Alternativ-Reaktionen.

Auch die relative Stärke der selektiv angeregten Zustände ist je nach Reaktion etwas unterschiedlich.

Im folgenden Abschnitt werden zuerst die relativen spektroskopischen Faktoren verglichen, um den Reaktionsmechanismus zu beurteilen.

Dann wird die Selektivität in der Anregung verglichen. Man beobachtet bei allen Reaktionen, die im wesentlichen über einen α -Transfermechanismus ablaufen, bei bestimmten Anregungsenergien stets starke Linien. Diese Unabhängigkeit von der Reaktion, kann man durch Struktureffekte im Restkern, z.B. eine starke Vier- Nukleonen-Korrelationen erklären.

a) Die α -spektroskopischen Faktoren

Die hier erhaltenen absoluten bzw. relativen α -spektroskopischen Faktoren sind in den nachfolgenden Tabellen zum Vergleich mit Werten aus Alternativreaktionen nochmals aufgeführt.

Tabelle VII: Vergleich der relativen α -spektroskopischen Faktoren für leichte Kerne

Reaktion	$^{16}\text{O}(0^+, 0.0)$	$^{16}\text{O}(2^+, 6.9)$	$^{20}\text{Ne}(0^+, 0.0)$	$^{20}\text{Ne}(2^+, 5.3)$	$^{20}\text{Ne}(4^+, 4.25)$
$^6\text{Li}, d$ $S(S_{g.s.})$			1	0.26	0.19 ^a
$^7\text{Li}, t$ $S(S_{g.s.})$	1	2.3 ^b			
$^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$ $S(S_{g.s.})$	1	3.6	1	0.61	0.26
absolut S_k	0.23 ^a	0.83	0.295 ^a	0.181	0.075
Theor. $S(S_{g.s.})$			1	1	1 ^{c)}
absolut S_k	0.23 ^{d)}		0.295	0.295	0.280

* nicht durch Anpassung am Meßwert bestimmt, sondern Literaturwert benutzt.

- a) Ref. 87
- b) Ref. 88
- c) Ref. 65
- d) Ref. 5

aa) Leichte Kerne

Es überrascht die relativ gute Übereinstimmung der spektroskopischen Faktoren mit den Werten für ($^6\text{Li}, d$) und ($^7\text{Li}, t$):
 (1) Sowohl ($^7\text{Li}, t$) als auch ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.}$) ergeben -verglichen mit dem Grundzustand in ^{16}O - einen wesentlich größeren spektroskopischen Faktor für den Zustand (2^+ , 6.0 MeV) in ^{16}O .
 (2) Die ^{20}Ne -Grundzustandsbande zeigt für die beiden Reaktionsarten eine Abnahme der spektroskopischen Faktoren mit Zunahme des Kernspins. (Das steht allerdings im Gegensatz zu theoretischen Voraussagen auf der Grundlage eines Clustermodells.)

Wie in Kap. IV.2 diskutiert, weisen diese Ergebnisse darauf hin, daß an leichten Kernen der α -Transfer über ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.}$) nur bei kleinen Vorwärtswinkeln die Reaktion beherrscht.

Tabelle VII: Vergleich der relativen α -spektroskopischen Faktoren für Kerne der (sd)-Schale

Reaktion	$^{28}\text{Si}(0^+, 0.0)$	$^{28}\text{Si}(2^+, 1.8)$	$^{28}\text{Si}(4^+, 4.6)$	$^{28}\text{Si}(4^+, 6.9)$	$^{32}\text{S}(0^+, 0.0)$	$^{32}\text{S}(2^+, 2.3)$
$^6\text{Li}, d$ S/S _{g.s.}	1	0.21	0.10 a)		1	0.26 ^{a) b)}
$^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$ S/S _{g.s.}	1	0.19	0.09	0.29	1	0.29
absolut S _g	2.58	0.48	0.22	0.72	0.49	0.14
$^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$ S/S _{g.s.}	1	0.22 c) 0.27 b)			1	0.28 ^{b)}
Theor. S/S _{g.s.}	1	0.23	0.10 a)			

* Verhältnis $\frac{[\sigma(2^+, 2.3)]}{[\sigma(0^+, 0)]}$ / $\sigma(0^+, 0.0)$ relativer Wirkungsquerschnitt

a) Ref. 89

b) Ref. 73

c) Ref. 90

bb) α -Kerne der (sd)-Schale

Besonders für die untersuchten " α -Kerne" der (sd)-Schale findet man gute Übereinstimmung der spektroskopischen Faktoren in den drei Alternativreaktionen ($^6\text{Li}, d$), ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) und ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$).

Für den ^{28}Si -Restkern stimmen die Ergebnisse mit theoretischen Werten überein.

Vergleicht man den obigen relativen Wirkungsquerschnitt für die 0_1^+ und 2_1^+ - Zustände in ^{32}S mit den entsprechenden spektroskopischen Faktoren, so berücksichtigt man nicht die Q-Wert und L-Wert Abhängigkeit. Doch unter der Voraussetzung, daß diese Abhängigkeit zwischen den Zuständen 0^+ , 0.0 und 2^+ , 2.23 in ^{32}S nicht stark ist, erweist sich ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) auch am ^{28}Si -Target als Alternativ-Reaktion zu ($^6\text{Li}, d$) und ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$). Damit bestätigt sich, daß ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) den Charakter einer α -Transferreaktion besitzt.

Tabelle VIII : Vergleich der relativen α -spektr. Faktoren für Kerne der (fp) - Schale

Reaktion	$^{44}\text{Ti}(0^+, 0.0)$	$^{44}\text{Ti}(2^+, 1.08)$	$^{44}\text{Ti}(4^+, 2.5)$	$^{52}\text{Ti}(0^+, 0.0)$	$^{52}\text{Ti}(2^+, 1.04)$	$^{52}\text{Ti}(4^+, 2.3)$	$^{58}\text{Ni}(0^+, 0.0)$	$^{58}\text{Ni}(2^+, 1.45)$	$^{58}\text{Ni}(4^+, 2.45)$	$^{62}\text{Zn}(0^+, 0.0)$	$^{62}\text{Zn}(2^+, 0.55)$
$^6\text{Li}, d$											
$S/S_{g.s.}$	1	0.33	0.16 d) (4 ⁺ , 2.44)								
$S/S(2^+)$			0.48								
$^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$											
$S/S_{g.s.}$	1	0.22	0.14	1	0.067	0.035	1	0.17	0.078	1	0.35
$S/S(2^+)$		1	0.64		1	0.52		1	0.46		
absolut S_4	0.62	0.14	0.089	0.90	0.061	0.032	0.085	0.015	0.066	0.20	0.07
$^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$											
$S/S_{g.s.}$	1 ^a	0.49 ^{a,b} (0.83) b)									

^a abs. $S_4(0^+)$: 0.040 (bei anderer Rechnung 0.088)

^b abs. $S_4(2^+)$: 0.033 (bei anderer Rechnung 0.043)

a) Ref. 91

b) Ref. 92

cc) Kerne der (fp)-Schale

Die entsprechenden relativen spektroskopischen Faktoren für ^{44}Ti sind im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit in ausreichender Übereinstimmung.

Die absoluten Werte der α -spektroskopischen Faktoren für ^{44}Ti aus der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ -Reaktion sind ungefähr 5 mal größer als die von de Vries zu $(^6\text{Li}, d)$ und $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ angegebenen Werte. ⁹²) Dieser Unterschied liegt wahrscheinlich am unterschiedlichen Radius R für die gebundenen Zustände.

De Vries wählte bei seinen hier referierten Rechnungen $R = 1.25 \cdot (A^{1/3} + 4^{1/3})$, während hier der Radius nach $R = 1.2 \cdot A^{1/3}$ berechnet wurde. (siehe Kap. V.1a)

Bei einem Radius R nach $R = 1.25 (A^{1/3} + 4^{1/3})$ wurden auch bei der vorliegenden Untersuchung für $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ wesentlich kleinere absolute spektroskopische Faktoren erhalten:

0.059 statt 0.62 (fr. 0^+ , g.s.)

und 0.033 statt 0.14 (fr. 2^+ , 1.08 MeV) .

Schlußbemerkung zum Vergleich der spektroskopischen Faktoren

Die aus der $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ -Reaktion innerhalb der Fehlergrenzen ermittelten relativen spektroskopischen Faktoren sind in Übereinstimmung mit denen aus bekannten Transferreaktionen $(^6\text{Li}, d)$, $(^7\text{Li}, t)$ und $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$. Außerdem folgen die berechneten DWBA-Kurven für die $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ -Reaktion den gemessenen Werten (bei leichten Kernen jedoch nur bei kleinen Vorwärtswinkeln).

Das rechtfertigt für $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.})$ einen α -Transfermechanismus als wesentlichen Prozeß beim Ablauf der Reaktion an Kernen ab Mitte der (sd)-Schale anzunehmen.

b) Die selektive Anregung in den Alternativreaktionen

Die nachfolgenden Diagramme in den Abb. 64 bis 72 geben einen Überblick über die selektive Anregung in den α -Transferreaktionen $(^6\text{Li}, d)$, $(^7\text{Li}, t)$, $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$, $(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})$ und $(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$ im Vergleich zur hier untersuchten $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})$ -Reaktion.

aa) Anregung in ^{16}O , ^{20}Ne -Restkernen

Die gleichartige Selektivität von Zuständen in den leichten Restkernen ^{16}O und ^{20}Ne bei der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) Reaktion im Hinblick auf die anderen Viernukleonentransferreaktionen wird in den Diagrammen der Abb. 64, 65 eindrucksvoll dargestellt.

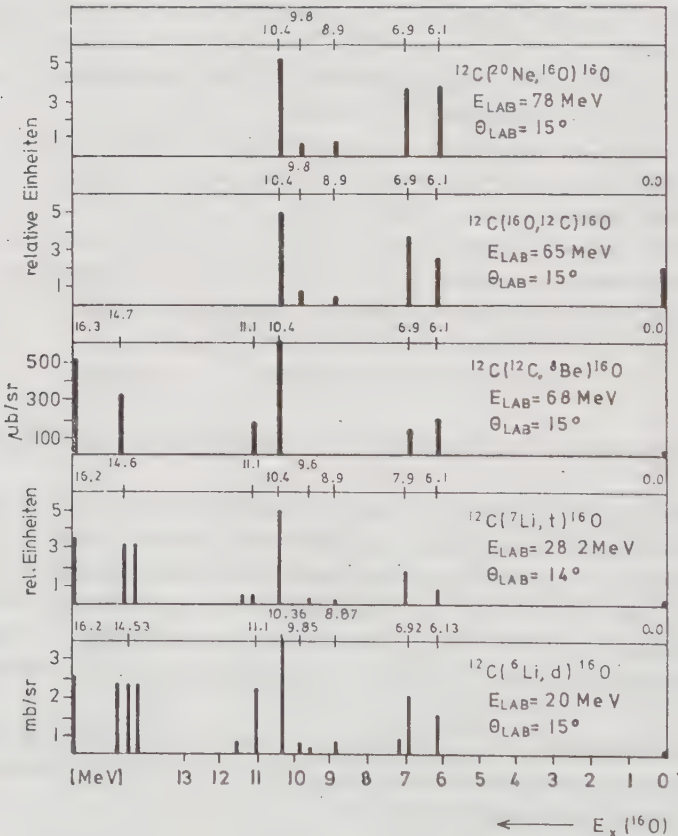


Abb. 64: Vergleich der Anregung im Restkern ^{16}O bei verschiedenen Viernukleonentransferreaktionen an ^{12}C . (Ref: 93, 94, 95, 96)

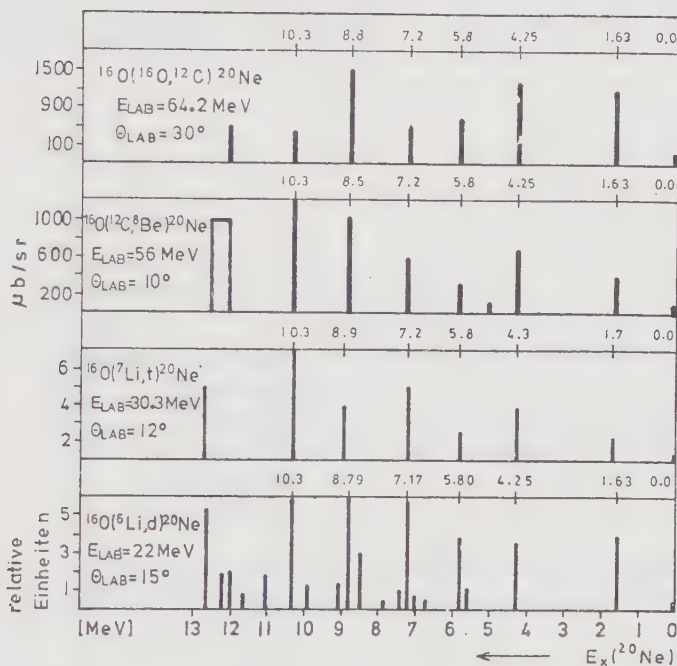


Abb. 65: Vergleich der Anregung im Restkern ^{20}Ne bei verschiedenen Viernukleonen-Transferreaktionen an ^{16}O .
(Ref: 52, 94, 97, 98)

bb) Grundzustandsbanden und Anregung höherer Niveaus in
 ^{28}Si , ^{30}Si , ^{32}S , ^{44}Ti , ^{52}Ti , ^{58}Ni , ^{62}Zn

Wie bereits bei der Betrachtung der Spektren zur $(^{12}\text{C},^8\text{Be}_{\text{g.s.}})$ -Reaktion festgestellt wurde, ist die Anregung der Grundzustandsbande für Kerne ab Mitte der (sd)-Schale in den hier gezeigten Alternativreaktionen stets einiges schwächer als für höhere selektiv angeregte Zustände .

Lediglich im ^{44}Ti -Restkern bevölkern alle betrachteten Reaktionen die Grundzustandsbanden-Niveaus (0^+ , $0.0 - 2^+$, $1.08 - 4^+$, 2.45) deutlicher. Auch der Grundzustand im Restkern ^{32}S zeigt in der Reaktion ($^6\text{Li}, d$) bei $\theta_{\text{LAB}} = 5^\circ$ starke Anregung, nicht jedoch bei größeren Winkeln.

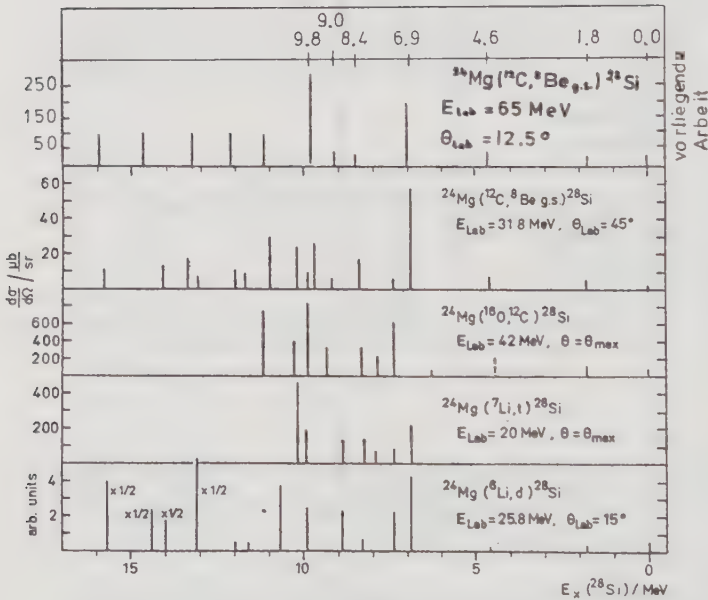


Abb. 66: Vergleich der Anregung im Restkern ^{28}Si bei verschiedenen Viernukleonen-Transferreaktionen an ^{24}Mg (untere vier Diagramme aus Ref. 36)

^{28}Si : In den verschiedenen Reaktionsarten wird bei 6.9 MeV starke Anregung des Restkerns beobachtet. Wegen Störlinien konnte in der (^{16}O , ^{12}C) Reaktion keine Anregung bei 6.9 im ^{28}Si -Restkern identifiziert werden.

Um 10 MeV findet man in allen Reaktionen deutliche Linien. Zwischen 7 MeV und 10 MeV beobachtet man weitere schwächer angeregte Zustände (z.B. 8.4 MeV, 9.0 MeV bzw. 9.2 MeV).

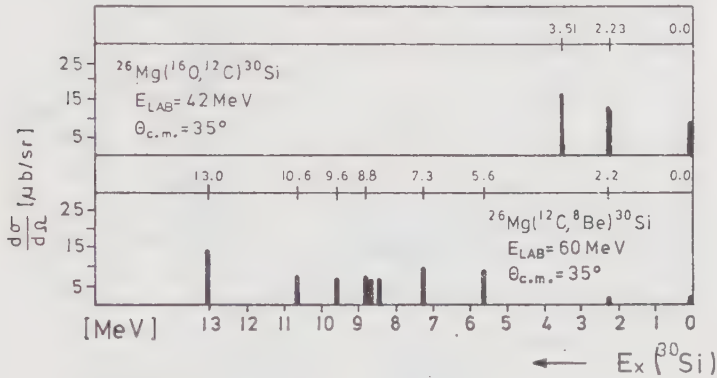


Abb. 67: Vergleich der Anregung im Restkern ^{30}Si bei verschiedenen Viernukleonen-Transferreaktionen an ^{26}Mg . (Ref. 99)

^{30}Si : Für ^{30}Si sind keine Vergleichsdaten verfügbar, außer für die Grundzustandsbande bei Anregung mit der $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ -Reaktion.

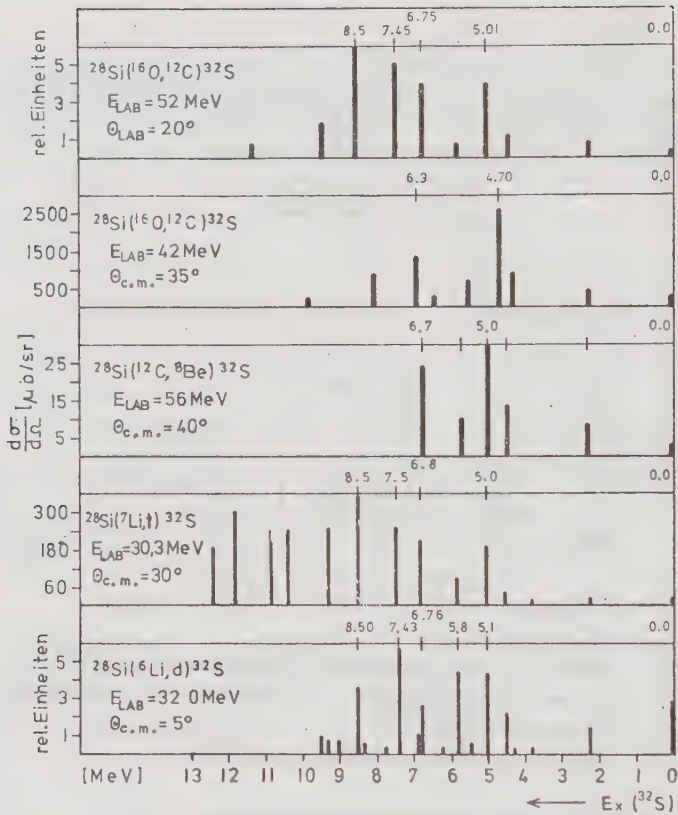


Abb. 68: Vergleich der Anregung im Restkern ^{32}S bei verschiedenen Viernukleonentransferreaktionen am ^{28}Si -Target

(Ref. 72, 100, 99, 101)

^{32}S : Starke selektive Anregung um 5.0 MeV in allen Reaktionen, ebenso bei 6.7 MeV.

Höhere Anregungsenergien konnten bei $(^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{r.s.}})$ wegen störender ^{20}Ne -Linien im Spektrum nicht eindeutig identifiziert werden.

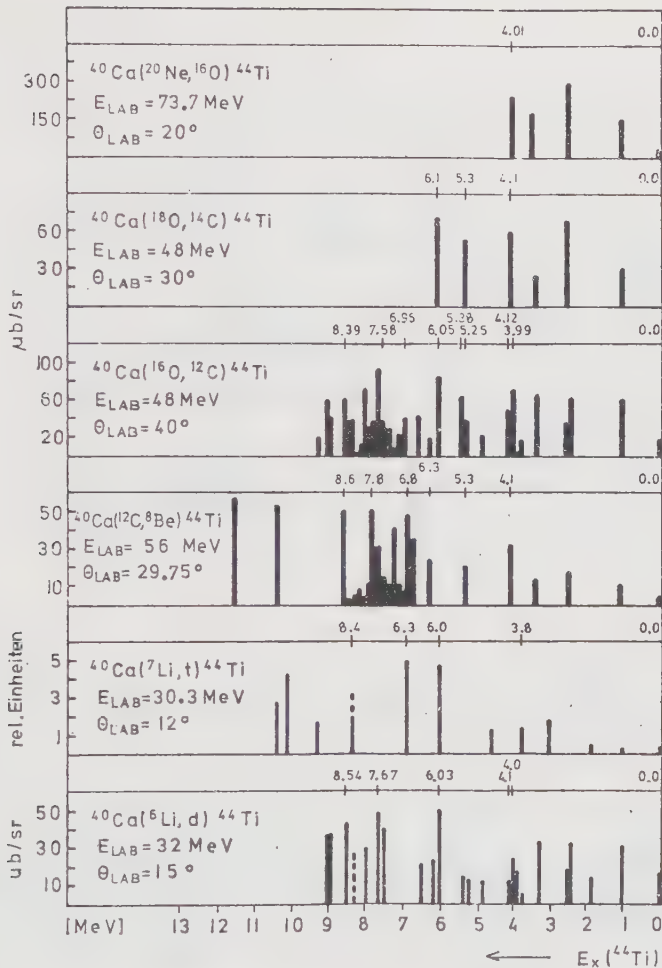


Abb. 69: Vergleich der Anregung im Restkern ^{44}Ti bei verschiedenen Viernukleonentransferreaktionen am ^{40}Ca -Target.

(Ref. 102, 94, 103, 104, 105)

^{44}Ti : Besonders in den Reaktionen mit schwereren Projektilen (^{12}C , ^{18}O , ^{20}Ne) beobachtet man deutliche Anregung bei 4.1 MeV und eine schwächere Anregung in allen Reaktionen um 5.3 MeV. Für (^{12}C , $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) war eine Identifikation um 6 MeV wegen der schlechten Auflösung oder wegen Störlinien erschwert. Man beobachtet in allen anderen Reaktionen starke Anregung um 6.1 MeV. Soweit ein Vergleich möglich ist, beobachtet man um 6.8 MeV, 7.8 MeV und 8.6 MeV ähnliche Anregung des Restkerns in den verschiedenen Reaktionen.

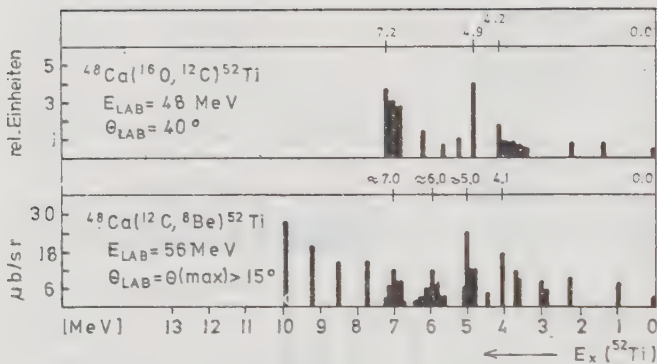


Abb. 70: Vergleich der Anregung im Restkern ^{52}Ti bei verschiedenen Viernukleonen-Transferreaktionen an ^{48}Ca .
(Ref. 81)

^{52}Ti : Gleichartige Anregung in den beiden Reaktionen ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) und ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$, g.s.) um 4.0 MeV und 5.0 MeV Anregungsenergie im Restkern ^{52}Ti . Die beschränkte Auflösung in der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion für Zustände über 5 MeV verhindert einen zuverlässigen Vergleich zwischen beiden Reaktionen für höhere Anregungsenergien.

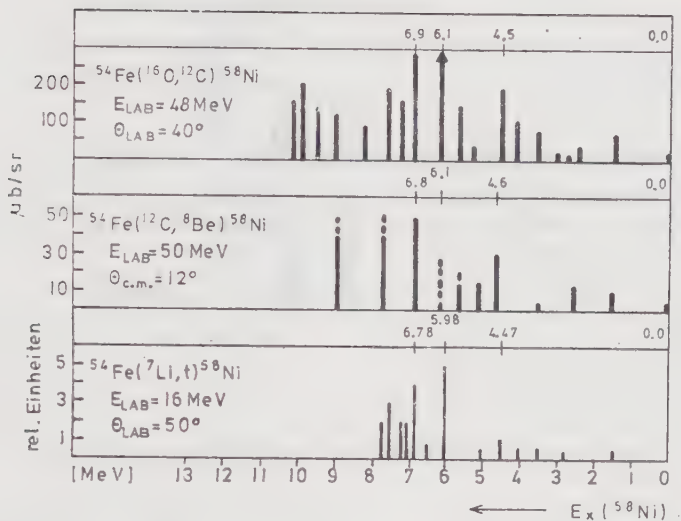


Abb. 71: Vergleich der Anregung im Restkern ^{58}Ni bei verschiedenen Viernukleontentransferreaktionen an ^{54}Fe (Ref. 106, 107, 108)

^{58}Ni : Der Restkern ^{58}Ni wird bis ca. 5 MeV, mit Ausnahme einer deutlichen Linie bei 4.5 bzw. 4.6 MeV, relativ schwach angeregt.

Sehr starke Bevölkung von Niveaus beobachtet man um 6.0 MeV und bei 6.8 MeV;

Für 6.0 MeV kann eine besondere Anregung in (^{12}C , $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) wegen ^{20}Ne -Störlinien nicht zuverlässig festgestellt werden.

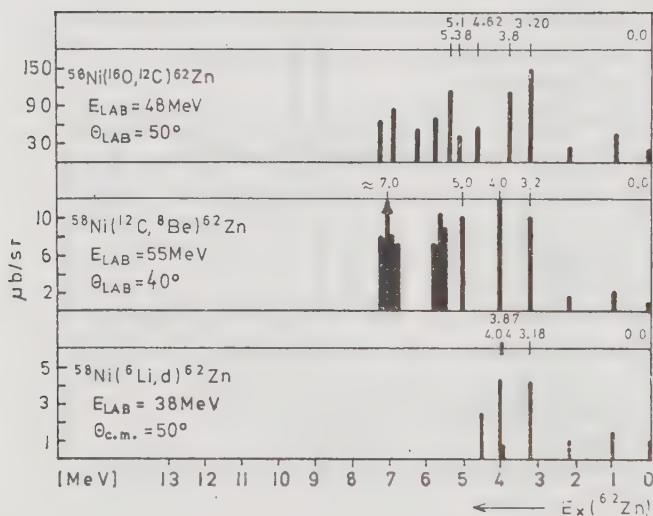


Abb. 72: Vergleich der Anregung im Restkern ^{62}Zn bei verschiedenen Viernukleonen-Transferreaktionen an ^{58}Ni . (Ref. 109, 78)

^{62}Zn : Stets starke Anregung bei 3.2 MeV und um 4.0 MeV in den hier zum Vergleich verfügbaren Reaktionsarten.

cc) Unterschiedliche Wirkungsquerschnitte.

Tabelle IX: Zusammenstellung verschiedener α -spektroskopischer Faktoren

Reaktion	α -spektroskopischer Faktor des Projektils
(${}^6\text{Li}$, d)	1.13 47)
(${}^7\text{Li}$, t)	1.19 110)
(${}^{12}\text{C}$, ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)	0.55 5)
(${}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$)	0.23 5)
(${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{16}\text{O}$)	0.295 5)

Der Wirkungsquerschnitt für die (${}^6\text{Li}$, d)-Reaktion nimmt mit zunehmender Nukleonenzahl des Targets drastisch ab.

Dagegen besitzt die (${}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}$)-Reaktion Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von 100 bis 500 $\mu\text{b/sr}$ auch an schwereren Targetkernen (ebenso (${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{16}\text{O}$)).

Die (${}^{12}\text{C}$, ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion zeigt nie besonders große Wirkungsquerschnitte. ($\lesssim 1 \text{ mb}$)

Das Verhalten der α -Transferreaktionen mit Lithium kann durch die Drehimpulsfehlانpassung bei schwereren Targetkernen verstanden werden. 7)

Wie die Tabelle IX zeigt, sind die α -spektroskopischen Faktoren für ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{20}\text{Ne}$ -Projektilen wesentlich kleiner als für Li-Geschosse.

Damit erklärt sich, daß an leichten Kernen, größere Wirkungsquerschnitte mit (${}^6\text{Li}$, d) als mit (${}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}$) und (${}^{12}\text{C}$, ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$) erzielt werden.

An schwereren Kernen aus der (fp)-Schale besitzen aber die schwereren Projektilen wie ${}^{16}\text{O}$ -Kerne und ${}^{20}\text{Ne}$ -Kerne bedeutend bessere dynamische Faktoren als Li-Geschosse und damit größere Wirkungsquerschnitte.

c) Struktureffekt oder kinematischer Effekt?

Bei den verschiedenen α -Transferreaktionen am ^{24}Mg -Target wird im Restkern ^{28}Si ein Zustand bei 6.9 MeV besonders stark in den ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{g.s.}$) und ($^6\text{Li}, d$) und ($^7\text{Li}, t$)-Reaktionen angeregt.

Um abzuschätzen, ob diese Anregung bei 6.9 MeV hauptsächlich kinematischen Effekten oder Struktureffekten zuzuschreiben ist, werden die experimentellen und berechneten Wirkungsquerschnitte des 6.9 MeV (4^+) mit den entsprechenden des zweiten Mitglieds der Grundzustandsbande (1.8 MeV, 2^+ Zustand) verglichen.

Hierbei wird vorausgesetzt, daß die 6.9 MeV Linie im wesentlichen vom 4^+ -Zustand bei 6.89 MeV gebildet wird. T a b e l l e X

Zustand	exp $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ($\theta_{c.m.} \approx 24^\circ$)	DWBA ($\theta_{c.m.} \approx 24^\circ$)	$\frac{\text{DWBA}^{6.9}}{\text{DWBA}^{1.8}}$	$\frac{\text{exp}^{6.9}}{\text{exp}^{1.8}}$	kinem. Effekt	Struktur- Effekt
$2^+, 1.8 \text{ MeV}$	$11.7 \mu\text{b/sr}$ $\pm 15 \%$	$40.5 \mu\text{b/sr}$	6.9	10.3	67 %	33 %
$4^+, 6.9 \text{ MeV}$	$120 \mu\text{b/sr}$ $\pm 7 \%$	$275 \mu\text{b/sr}$				

Wie die Tabelle X zeigt, ist der experimentelle Wirkungsquerschnitt für den Zustand bei 6.9 MeV um den Faktor 10 größer als für den Zustand bei 1.8 MeV;

Nach der DWBA-Rechnung sollte der Zustand bei 6.9 MeV einen um den Faktor 7 höheren Wirkungsquerschnitt als der 2^+ -Zustand 1.8 MeV haben.

Da die DWBA-Wirkungsquerschnitte ohne Berücksichtigung des spektroskopischen Faktorprodukts $S_1 \cdot S_2$ angegeben sind, werden unterschiedliche Strukturen der beiden Zustände vernachlässigt. Folglich kann man 33 % des im Experiment größeren Wirkungsquerschnitts bei 6.9 MeV Struktureffekten zuschreiben.

Danach ist die Anregung des Zustandes bei 6.9 MeV gegenüber derjenigen bei 1.8 MeV durch die besondere α -Struktur und besseren kinematischen Verhältnisse stark begünstigt.

VI. Schlußbemerkungen zur Untersuchung der ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$)-Reaktion

Die DWBA-Analyse der Meßergebnisse und der Vergleich der ermittelten relativen spektroskopischen Faktoren mit denen aus anderen α -Transferreaktionen führen zur Schlußfolgerung, daß die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion an Kernen in der (sd)- und (fp)-Schale im wesentlichen ein direkter Einstufenprozeß ist. Da die selektive Anregung des Restkerns durch die ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$)-Reaktion vergleichbar mit anderen α -Transferreaktionen ist, wird angenommen, daß Vier-Nukleonen-Korrelationen in den betrachteten Kernen vorhanden sind. Endgültige Aussagen über die Art der Korrelationen lassen sich im einzelnen jedoch nicht machen.

Anhang I 37)

Eine Abschätzung nullter Ordnung für effektiven Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ beim Nachweis von ^8Be .

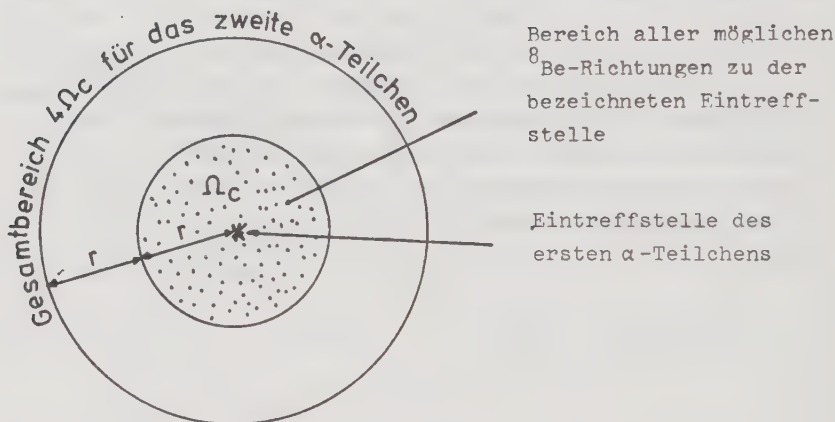


Abb.73: Möglicher Gesamtbereich für das Auffinden der beiden α -Teilchen aus dem ^8Be -Zerfall ($4 \cdot \Omega_c$)

In nullter Ordnung* (grobe Näherung) wird eine Gleichverteilung der " α " im Zerfallskegel des ^8Be angenommen. Dieser Zerfallskegel habe den Raumwinkel Ω_c . Der Raumwinkel für einen der beiden Detektoren sei Ω_0 . Die α -Teilchen aus dem ^8Be -Aufbruch werden mit diesem Detektor im Raumwinkel Ω_0 nachgewiesen. Dieses α -Teilchen gehört zu einem ^8Be -Kern aus einem Raumwinkel Ω_c : Betrachtet man nämlich alle ^8Be -Richtungen, so werden sie ihren Durchstoßpunkt maximal im Abstand r vom Eintreffpunkt α -Teilchens haben, wobei r genau der Radius des Kreises ist, den ein zur ^8Be -Energie gehörender Zerfallskegel mit Ω_c in der Detektorebene ausschneidet.

Um den Eintreffpunkt des " α ", ist ein Kreis mit Radius r zu ziehen, der alle möglichen ^8Be -Durchstoßpunkte umfaßt. Diese Kreisfläche entspricht dem Raumwinkel Ω_c .

* Voraussetzung: aktive Zählerflächen werden vom Zerfallskegel mit Raumwinkel Ω_c (zumindest) fast ganz überstrichen.

Das zweite α -Teilchen kann im äußersten Fall zu einer ${}^8\text{Be}$ -Richtung am Kreisrand gehören. Es kann vom Kreisrand ebenfalls maximal den Abstand r besitzen:

Es entsteht ein Raumwinkel von $4 \cdot \Omega_C$, in dem das 2te α -Teilchen (α_2) gefunden werden kann. (weil: $\Omega_{\alpha_2} = \pi(2r)^2 = \underbrace{4\pi r^2}_{\Omega_C} = 4 \cdot \Omega_C$)

Somit ist die Wahrscheinlichkeit, daß das zweite α -Teilchen im anderen Detektor mit Ω_0 einfällt: $\Omega_0/4\Omega_C$

Die Chance, daß ein α -Teilchen den einen Detektor zuerst trifft, verdoppelt sich, weil aus dem ${}^8\text{Be}$ -Zerfall gleichzeitig 2 α -Teilchen entstehen. Also verdoppelt sich die Wahrscheinlichkeit W für den Nachweis von ${}^8\text{Be}$: $W = \Omega_0/2 \cdot \Omega_C$

Diese Wahrscheinlichkeit bezieht sich darauf, daß der Detektorraumwinkel Ω_0 der geometrische Raumwinkel ist, in dem alle ${}^8\text{Be}$ -Kerne, würden sie nicht zerfallen, nachgewiesen werden. Diese Wahrscheinlichkeit bedeutet also, daß vom Raumwinkel Ω_0 nur ein bestimmter Prozentsatz W wirksam ist:

Der effektive Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ ist also:

$$\begin{aligned}\Delta\Omega_{\text{eff}} &= W \cdot \Omega_0 \\ &= \Omega_0^2/2 \cdot \Omega_C\end{aligned}$$

Beispiel 1: $\Omega_0 = \frac{[\text{Höhe d. Det.}] \cdot [\text{Breite d. Det.}]}{[\text{Abstd. Target-Blende } R]^2}$;

$$\Omega_C = \frac{\pi \cdot R \cdot 2 \cdot h}{R^2} ; \quad h = R \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_{\text{max}}} \right)$$

$$\sin^2 \alpha_{\text{max}} = B / E_{\text{Be}}$$

Sei $H = 21.5\text{mm}$, $Br = 5.1\text{mm}$, $R = 165\text{mm}$,
 $B = 0.094\text{MeV}$, $E_{\text{Be}} = 3\text{ MeV}$

Ergebnis : 0.82 msr

Efficiency-Programm : 0.729 msr

(bei Totschicht zw. Det.: 9.0mm)

Beispiel 2 : Abschätzung des Verhältnisses der Nachweiswahrscheinlichkeit für $^8\text{Be}^*$ zu der für $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$.

$$\text{Sei } \Delta\Omega_{\text{eff}} = \Omega_0^2 / 2 \Omega_c \quad \text{für } ^8\text{Be}_{\text{(g.s.)}}$$

$$\text{und } \Delta\Omega_{\text{eff}}^* = \Omega_0^2 / 2 \Omega_c^* \quad \text{für } ^8\text{Be}^*$$

Daraus folgt:

$$\Delta\Omega_{\text{eff}}^* : \Delta\Omega_{\text{eff}} = \Omega_c : \Omega_c^*$$

$$\text{Sei } \beta = B/E_{^8\text{Be}_{\text{(g.s.)}}} \quad \beta^* = B/E_{^8\text{Be}^*}$$

$$\frac{\Omega_c}{\Omega_c^*} = \frac{(1 - \sqrt{1 - \beta}) \cdot (1 + \sqrt{1 - \beta^*})}{\beta^*}$$

$$\text{Für } E_{^8\text{Be}_{\text{(g.s.)}}} = E_{^8\text{Be}^*} \gg 10 \text{ MeV}$$

$$\text{ist } \beta \leq \frac{0.094}{10} = 0.0094$$

Dann sind weitere Näherungen bequem:

$$\frac{\Omega_c}{\Omega_c^*} = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta} + \sqrt{1 - \beta^*} - \sqrt{(1 - \beta)(1 - \beta^*)}}{\beta^*} \approx$$

$$\approx \frac{1 - \sqrt{1 - \beta}}{\beta^*}$$

$$\approx \frac{1 - [1 - 1/2 \beta]}{\beta^*} = \frac{\beta}{2\beta^*} = \frac{B}{2 \cdot B^*}$$

$$\text{Also } \Delta\Omega_{\text{eff}}^* / \Delta\Omega_{\text{eff}} = \frac{0.094}{2 \cdot 2.9} \approx 1 : 60$$

Anhang II

Ableitung der Energiebedingung zur Identifizierung von ^8Be im Grundzustand

Geht man vom Impulssatz für den Zerfall von ^8Be aus, so läßt sich anschreiben:

$$P_{12}^2 = P_1^2 + P_2^2 - 2 P_1 P_2 \cos(\theta_{12}) \quad (1)$$

Da für die kinetischen Energien der beiden α -Teilchen und für die Zerfallsenergie E_{12} folgende Beziehungen gelten:

$$T_i = P_i^2 / 2m_\alpha \quad m_\alpha: \text{Masse eines } \alpha\text{-Teilchens}$$

$$\frac{1}{2} E_{12} = \frac{1}{2} \frac{P_{12}^2}{m_\alpha} \Rightarrow 2 E_{12} = \frac{P_{12}^2}{m_\alpha}$$

erhält man nach Division durch $2 m_\alpha$ aus (1) für die beteiligten Energien:

$$2 E_{12} = T_1 + T_2 - 2 \sqrt{T_1 \cdot T_2} \cos \theta_{12}$$

Maximale Energiedifferenz $\Delta E_{\max}$ für die beiden α -Teilchen ergibt sich, wenn sie beide in Richtung des zerfallenden ^8Be -Kern weiterfliegen also: $\theta_{12} = 0$;

Nach Umformungen ergibt sich die Beziehung

$$\Delta E_{\max} = 2 \sqrt{(E_{\text{Be}} - E_{12}) \cdot E_{12}}$$

Da die $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ -Energien E_{Be} stets wesentlich größer als die Zerfallsenergie E_{12} sind ($E_{12} \ll E_{\text{Be}}$) schreibt man einfacher:

$$\Delta E_{\max} = 2 \sqrt{E_{\text{Be}} \cdot E_{12}} \quad E_{\text{Be}} = T_{\alpha_1} + T_{\alpha_2}$$

$$E_{12} = 0.094 \text{ MeV}$$

In das Datenverarbeitungsprogramm (Online und Replay) wurde darum das Kriterium für ^8Be (g.s.) eingebaut:

$$\Delta E < 0.8 \sqrt{E_{\text{Be}}}$$

Anhang III:

Korrekturverfahren zur nachträglichen Verbesserung der Energie- eichung (siehe Abb.21 und 22)

Die einzelnen Zustände sind als Zählratenberge entlang der Diagonalen aufgereiht. Dabei ist der Schwerpunkt des jeweiligen Zählratenberges auf der Diagonalen. Das ^8Be -Teilchenspektrum zum Restkern ^{16}O ist übersichtlich und empfiehlt sich deshalb zur Überprüfung und Korrektur der Eichung nach dem Experiment.

Will man nun eventuelle, deutliche Abweichungen der Schwerpunkte von der Diagonalen korrigieren, so akkumuliert man am besten eine 2 dim.-Matrix bei der die gemessenen α -Teilchenenergien nicht durch den Energieverlust in der Folie korrigiert werden, da sonst bei falschen α -Energiewerten auch falsche Folienkorrekturwerte aus der entsprechenden Tabelle ausgewählt werden, d.h. man würde falsche $E_1 = E_2$ - Werte des "Schwerpunktes" ablesen.

E_1, E_2 : Aus der zwei-dim. Matrix abgelesene Energien der beiden α -Teilchen im Zählratenschwerpunkt (z.B. für 0.0 MeV bzw. 10.4 MeV des ^{16}O -Restkerns)

T_1, T_2 : Mit Kinematikprogramm berechnete Energien der oben erwähnten, beiden α -Teilchen nach Abzug des Energieverlustes in der Folie.

Über folgende Beziehungen lassen sich die verbesserten Eichkonstanten für die beiden Detektoren errechnen.

A_i : multiplikative Eichkonstante; B_i : additive Eichkonstante

$$E_i = A_i \cdot K_i + B_i$$

Die "Kanalnummern", das sind die durch den ADC digitalisierten Energiewerte, bestimmen sich also nach:

$$K_i = \frac{E_i - B_i \text{ (alt)}}{A_i \text{ (alt)}}$$

Die verbesserten Eichkonstanten:

$$A_i \text{ (neu)} = \frac{\Delta T_{12}}{\Delta K_i} \quad \Delta T_{12} = T_1 (0.0) - T_1 (10.4)$$

$$\Delta K_i = K_i (0.0) - K_i (10.4)$$

$$B_i \text{ (neu)} = T_i - K_i \cdot A_i \text{ (neu)}$$

Übersichtstabelle I: Experimentelle Hinweise auf Quartetts bei der ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)-Reaktion
 experimenteller Befund

Reaktionsbeispiel

a) selektive Anregung des Restkerns	$^{40}\text{Ca} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{44}\text{Ti}, ^{54}\text{Fe} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{58}\text{Ni},$ $^{58}\text{Ni} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{62}\text{Zn}, \dots$
b) verminderte Selektivität und Anregung in der "Mitte der äußeren Neutronenschale"	$^{44}\text{Ca} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{48}\text{Ti}$, sehr geringe Anregung, kein Zustand tritt deutlich hervor
c) die relativ leichte Bevölkerung der bekannten ersten $0^+, 2^+, 4^+$ Niveaus eines Kerns mit doppelt magischen Core und einem oder zwei Neutronen-Paaren außerhalb der $N=Z$ abgeschlossenen Schale wird mit zunehmenden Neutronenüberschuß immer stärker behindert	Nachlassen der $0^+, 2^+, 4^+$ Anregung in Pfeil- richtung: $^{40}\text{Ca} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{42}\text{Ca} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{46}\text{Ti} \rightarrow$ $^{44}\text{Ca} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{48}\text{Ti}$
d) starke Antikorrelation zwischen der Anregung der Zustände des Restkerns über zwei Protonen-transfer an doppelt geraden Targetkernen und Anregung der Zustände des gleichen Restkerns über den Vier-Nukleonen-Transfer ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$)	$^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{52}\text{Cr} \quad ^{50}\text{Ti} (^{16}\text{O}, ^{14}\text{C}) ^{52}\text{Cr}$ (besondere Anregung der höheren ^{52}Cr -Niveaus) (besondere Anregung der niederen ^{52}Cr -Niveaus)

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- 1) D.M.Brink, Kernkräfte, WTB, Vieweg + Sohn,
Braunschweig (1971),15
- 2) J. Eichler, Kernreaktionen mit schweren Ionen,
Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung (HMI-B 121),
Berlin (1972), VIII - 1
- 3) H.Faraggi, Topical conf.on the structure of $1f_{7/2}$
nuclei, Legnaro (Padova) 1971, ed.by. R.A.Ricci, S.173
- 4) A.Arima,Proceed.of the Int.Conf. on Nuclear Physics
(IUPAP), München (1973), ed. by J. de Boer and H.J. Mang,
Vol 2, 183
- 5) I.Rotter, Fortschritte der Physik, 16 (1968), 195
- 6) K.Wildermuth, Nucl.Phys. 31(1962),478
K.Wildermuth, W.Mc Clure, Ergebnisse der exakten Natur-
wissenschaft 41(1966),1
K.Wildermuth, Th.Kanellopoulos, Nucl.Phys. 7 (1958), 150
und 9 (1958/59),449
- 7) D.Robson, Comments Nucl. Particle Phys. 5 (1972),16
- 8) G.Korschinek, Diplomarbeit, Technische Universität
München, München 1972
- 9) H.H.Gutbrod, H.Yoshida and R.Bock, Conf.Heavy Ion, S.311
H.H. Gutbrod, H. Yoshida and R.Bock, Nucl.Physics A 165
(1971), 240
- 10) R.M. De Vries, Phys. Rev. C 8 (1973), 951
- 11) G.J.Wosniak, H.L.Harney, K.H.Wilcox and J.Cerny,
Phys.Rev. Lett. 28 (1972), 1278

- 12) C.Detraz, H.H. Duhm, H.Hafner and H.Yoshida,
Conf.Heavy Ion, S. 319
- 13) V.I.Manko et al., in J.Phys. (Paris) Suppl. 11-12,
Tome 32 (1971),
- 14) P.R.Christensen, V.I.Manko, F.D. Becchetti, and
R.J.Nickles, Nucl. Phys. A 207 (1973), 33
- 15) D.K. Scott et al, Phys.Rev.Lett. 28 (1972), 1659
- 16) P.Bonche and B.Girand, Phys.Rev.Lett. 28 (1972), 1720
- 17) P.Bonche and B.Girand, Nucl.Phys. A 199 (1973), 160
- 18) P.Bonche,Proceed. of the Symposium on Heavy Ion
Transfer Reactions, Vol.I, p. 235,(Argonne National
Laboratory Physics Department,Informal Report PHY-1973 B,
March 1973)
- 19) F.D.Becchetti, in Proceed.of Heavy Ion Summer Study,
Oak Ridge National Laboratory, June 12 - July 1, 1972
Conf.-720669, Seite 163
- 20) P.A.J.Buttler and L.J.B.Goldfarb Nucl.Phys. A 176 (1971),
299
- 21) W.von Oertzen, in Symposium on Heavy Ion Reactions and
Many - Particle Excitations, Saclay, 1971
- 22) W.W.Eidson and J.G.Cramer,Phys.Rev.Lett.9 (1962), 497;
K.Kokame, K.Fukunaga, N.I.Noie and Nakamura,
Phys.Lett.8 (1964), 342
- 23) J.G.Cramer, K.A.Eberhard, N.R.Fletcher, E.Mathiak,
H.H.Rossner and A.Weidinger,Nucl.Instr.and Meth. 111
(1973), 425
- 24) D.P.Boyd, P.F.Donovan and J.F.Mollenauer, Phys.Rev.188
(1969), 1544
W.J.Braithwaite, Computer Phys.Commun. 4 (1972), 227
und 232
- 25) J.Stettmeier, Diplomarbeit, Universität München,
München 1974

- 26) L.Wüstefeld, Diplomarbeit, Universität München, München 1974
- 27) B.Hershberger, R.Lutter, Spektren-Auswerteprogramm PEP (Version 74), Universität München, Sektion Physik
- 28) W.Assmann, J.de Boer, U.Meyer-Berkhout, S.Skorka, E.Huenges, P.Kienle, H.Morinaga, E.Nolte, H.Vonach, H.Münzer, L.Rohrer and H.Schnitter, Nucl.Instr. and Meth. 122 (1974), 191
- 29) H.J.Maier und Frl.D.Frischke, Targetlabor der Universität München
- 30) W.Henning, R.Müller, K.E.Rehm, H.Schaller, in Jahresbericht 1970, Beschleuniger-Laboratorium der Universität und der Technischen Universität München, Garching 1970
- 31) H.Büker, Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung, Berlin, Heidelberg, New York, Springer 1971
- 32) Elektronische Einheiten von der Firma Ortec und TU-München bzw. Universität München
- 33) gebaut im Elektroniklabor der Universität München, K.Moustafa
- 34) K.Heim, C.Labas, M.Richter, H.P.Rother, K.Schöffel, B.Stanzel, Datenaufnahme/Analyse mit dem ONLINE-Rechner am Münchner Tandem-Beschleuniger, Garching 1974
- 35) F.Riess, Spektren-Eichprogramm, EICH (Version 74) Universität München, Sektion Physik
- 36) H.Ho, W.Dünnweber, D.Dehnhard, K.Mudersbach and J.P.Wurm, Nucl.Phys. A209 (1974), 170
- 37) R.E.Brown, J.S.Blair, D.Bodansky, N.Cue and C.D.Kavaloski, Phys. Rev. B138 (1965), 1394
- 38) G.Audi, C.De'traz, M.Langevin, F.Pougheon, Nucl.Phys. A 237 (1975), 300

- 39) H.H.Duhm, in Conf.Heavy Ion, S. 315
- 39a) D.M.Brink, Proc.Int.School of Physics, Enrico Fermi 1965
(ed.C.Bloch) Acad.Press, New York and London (1966), S.247
- 40) Norman Austern, Direct Nuclear Reaction Theories,
Wiley Interscience division of John Wiley & Sons, New York
1970 (Monogr. and texts in Phys. a. Astro. Vol XXV)
- 41) F.Sichelschmidt, in Kernreaktionen mit schweren Ionen,
HMI Berlin 1972, S III - 1, (HMI-B 121)
- 42) L.J.B.Goldfarb in Proceed.of Heavy Ion Summer Study,
Oak Ridge National Laboratory, June 12 - July 1, 1972
Conf. 720669, page 337
M.C.Bertin et al, Nucl.Phys. A 167 (1971), 216
J.S.Eck, R.A.Lasalle and D.Robson, Phys.Lett. 27B (1968), 420
- 43) N.Austern, R.M.Drisko, E.C.Halbert and G.R.Satchler, Phys.Rev.,
B133 (1964), 3
- 44) R.M.De Vries, Beschreibung von LOLA, Finite-Range-DWBA
Programm
- 45) R.M.De Vries, Nucl.Phys. A 212 (1973), 207
- 46) M.E.Rose, Elementary Theory of Angular Momentum,
Wiley, 1957
D.M.Brink & G.R.Satchler, Angular Momentum, Oxford
University Press, 1962
- 47) W.J.Klages, H.H.Duhm, H.Yoshida, P.E.Schumacher and
C.De'traz, Nucl.Phys. A 156 (1970), 65
- 48) W.Reilly, R.Wieland, A.Gobbi, M.W.Sachs, J.V.Maher, D.Mingay,
R.H.Siemssen and D.A.Bromley, in Conf.Heavy Ion, S.95
- 49) R.M.De Vries, private Mitteilung
- 50) P.D.Bond, J.D.Garrett, S.Kahana, M.J.LeVine and A.Z.Schwarz-
schild, in Conf.Compl.Nucl., S.54
- 51) M.-C.Lemaire, M.C.Mermaz, H.Sztark and A.Cunsolo,
in Conf.Compl.Nucl., Seite 21

- 52) K.Bethge, Ann.Rev.Nucl.Sc., 20 (1970), 255
- 53) A.Arima and S.Yoshida, Phys.Lett. 40B (1972), 15
- 54) V.G.Neudatchin, K.Wildermuth, in Conf.Heavy Ion, S. 327
- 55) P.T.Debevec, H.T.Fortune, R.E. Segel and J.F.Tonn, Phys.Rev., C 9 (1974), 2451
- 56) H.Faraggi in J.Phys. (Paris) Suppl. 11-12, Tome 32 (1971), S. C6-25 und dortige Referenzen
- 57) P.Sperr, D.Evers, K.Rudolph, W.Assmann, E.Spindler, P.Konrad, and G.Denhöfer, Phys.Lett. 49B (1974), 345
- 58) K.van Bibber et al., Phys.Rev.Lett., 32 (1974), 687
- 59) L.R.Greenwood, H.T.Fortune, R.E.Segel, J.R.Erskine, Phys.Rev. C10 (1974), 1211
- 60) K.A.Eberhard, E.Mathiak, J.Stettmeier, A.Weidinger, L.N.Wüstefeld, K.G.Bernhardt, wird veröffentlicht in Phys.Lett.
- 61) J.P.Elliot, in Select.Topics in Nuclear Theory, hrsg. von F.Janouch (IAEA, Vienna, Austria, 1963), 157
- 62) R.Middleton, B.Rosner, D.J.Pullen and L.Polsky, Phys.Rev.Lett. 20 (1968), 118
- 63) G.J.Borse and J.M.Eisenberg, Phys.Lett.22, No 5 (1966), 630
- 64) A.E.Litherland, J.A.Kuehner, H.E.Gove, M.A.Clark and E.Almqvist, Phys.Rev.Lett. 7 (1961), 98
- 65) T.Matsuse and M.Kamimura, Prog.Theor.Phys. 49 (1973), 1765
- 66) R.I.Ascuitto and N.K.Glendenning, Phys.Lett., 48B (1974), 6
- 67) R.R.Whitehead and A.Watt, Phys.Lett., 41B (1972), 7

- 68) F.Ingebretsen, B.W.Sargent and A.J.Ferguson, Nucl.Phys. A161(1971), 433
- 69) J.P.Bernier and M.Harvey, Nucl.Phys. A 94 (1967), 593
- 70) S.DAS Gupta and M.Harvey, Nucl.Phys. A 94 (1967), 602
- 71) J.P.Svenne, in Theory Nucl.Struct., Trieste Lect.1969, IAEA Vienna 1970, S.867
- 72) R.A.Lindgren, J.P.Trentelman, N.Anantaraman, H.E.Gove, and F.C.Jundt, Phys.Lett. 49B(1974), 263
- 73) D.A.Sink, C.M.Cheng, J.C.Peng and H.S.Song in Report of Curr.Research (1973/74) U.Pittsburgh, S. 20
- 74) K.Goeke, H.Müther and Amand Faessler, Nucl.Phys. A 201 (1973), 49
- 75) K.Goeke, A.Faessler and H.H.Wolter, Nucl.Phys. A 183 (1972), 352
- 76) M.Ichimura, A.Arima, E.C.Halbert and T.Terasawa, Nucl.Phys. A204(1973), 225 und dortige Referenzen
- 77) A.Arima, V.Gillet, J. N.Ginocchio, Phys.Rev.Lett. 25(1970), 1043
- 78) H.Faraggi, A.Jaffrin, M.C.Lemaire, M.C.Mermaz, J.C.Faivre, J.Gastebois, B.G.Harvey, J.-M.Loiseaux and A.Papineau, Ann.of Phys. 66(1971), 905
- 79) A.M.Friedman, H.T.Fortune, G.C.Morrison and R.H.Siemssen, Conf.Heavy Ion, Seite 171
- 80) J.N.Ginocchio, Proc.Topical Conf.Structure of $1f_{7/2}$ Nuclei, edited by R.A.Ricci, Legnaro (Padova), (Editrice Compositori-Bologna) (1971), S.163

- 81) H.Faraggi, M.-C.Lemaire, J.-M.Loiseaux, M.C.Mermaz
and A.Papineau, Phys.Rev. C4 (1971), 1375
- 82) H.Kusakari, T.Suehiro, M.Ishihara, H.Kawakami, N.Joschikawa
and M.Sakai, Jour.Phys.Soc.Japan, 34 (1973), 865
- 83) L.C.Farwell, J.J.Kraushaar and H.W.Baar:
Bull.Amer.Phys.Soc. 16 (1971) 626; Nuclear Phys.
A 186 (1972), 545
- 84) R.M.De Vries, H.W.Fulbright, R.G.Markham and U.Strohbusch,
Laborbericht University of Rochester, Nuclear Structure
Research Laboratory UR-NSRL-88 (1974)
- 85) P.Bonche and B.Girand, Rev.Lett, 28 (1972), 1720
- 86) M.J.LeVine, A.J.Baltz, P.D.Bond, I.D.Garrett, S.Kahana
and C.E.Thorn, wird veröffentlicht in Phys.Rev.Comments
- 87) N.Anantaraman, R.M.De Vries, I.P.Draayer, H.E.Gove and
J.P.Trentelman in Conf.Compl.Nucl., Seite 43
- 88) F.Pühlhofer, H.G.Ritter and R.Bock, Nucl.Phys. A 147 (1970), 25
- 89) I.P.Draayer, H.E.Gove, J.P.Trentelman, N.Anantaraman and
R.M.De Vries, Phys.Lett. 53 B (1974), 250
- 90) J.R.Erskine et al, wird veröffentlicht
- 91) U.Strohbusch, C.L.Fink and B.Zeidman, R.G.Markham,
H.W.Fulbright and R.N.Horoshko, Phys.Rev. C9 (1974), 965
- 92) Ref.45 und R.M.De Vries, Phys.Rev.Lett. 30 (1973), 666
- 93) K.Meier-Ewert, K.Bethge and K.-O.Pfeiffer, Nucl.Phys.
A 110 (1968), 142

- 94) A.A.Ogloblin, in Nucl.Structure, Dubna Symp.
IAEA, Vienna 1968, S. 204
- 95) W.von Oertzen, H.G.Bohlen, H.H.Gutbrod, K.D.Hildenbrand,
U.C.Voos, R.Bock, Conf.Heavy Ions, Seite 156
- 96) J.C.Jacmart, M.Lin, J.C.Roynette, C.Caverzasio,
F.Pougheon, C.Stephan, M.Riou and W.von Oertzen,
Conf.Heavy Ions, Seite 128
- 97) A.A.Ogloblin, in Conf.Heavy Ions, Seite 231
- 98) H.Rossner, Dissertation 1973, Universität München
- 99) J.V.Maher, K.A.Erb, G.H.Wedberg, J.L.Ricci and
R.W.Miller, Phys.Rev.Lett. 29 (1972), 291
- 100) Bull.Acad.Sc., USSR (Engl.Übersetzung) Phys.Ser. 33
(1970), 548
- 101) C.Olmer, K.A.Erb, D.L.Hanson, M.W.Sachs, R.G.Stokstad
and D.A.Bromley in Conf.Compl.Nucl., Seite 104
- 102) U.Strohbusch, C.L.Fink and B.Zeidman, Phys.Rev.Lett. 29
(1972), 735
- 103) J.R.Erskine, W.Henning, L.R.Greenwood, Phys.Lett. 47B
(1973), 335

- 104) R.H.Siemssen, C.L.Fink, L.R.Greenwood, and
H.J.Körner, Phys.Rev.Lett. 28(1972),626
- 105) R.H.Siemssen, M.L.Halbert, M.Saltmarsh and A.van der
Wonde, Phys.Rev.C4(1971),1004
- 106) G.Bruge, A.Chaumeaux, R.DeVries, and G.C.Morrison, Phys.
Rev.Lett. 29(1972),295
- 107) J.-C.Faivre, H.Faraggi, J.Gastebois, B.G.Harvey, M.-C.Lemaire,
J.-M.Loiseaux, M.C.Mermaz, and A.Papineau, Phys.Rev.Lett. 24
(1970),1188
- 108) P.Bonche and B.Giraud, and A.Cunsolo, M.-C.Lemaire, M.C.Mermaz,
and J.-L.Quebert, Phys.Rev.C6(1972),577
- 109) H.H.Gutbrod and R.G.Markham
Phys.Rev.Lett. 29(1972),808
- 110) P.E.Hodgson, in Int.Symp.on Correlations in Nuclei,
Balatonfüred (Hungarian, Phys.Soc., Budapest, 1974)
S. 281

Conf.Heavy Ion: Nuclear Reactions induced by Heavy Ions,
Heidelberg, R.Bock and W.Hering eds.
(1970,North.Holland, Amsterdam)

Conf.Compl.Nucl.: Int.Conf. on React. betw. Complex Nuclei,
Nashville, Tennessee, USA (1974)
R.L.Robinson, F.K.McGowan, J.B.Ball and J.H.
Hamilton eds.(1974,North.Holland,Amsterdam;
American Elsevier, New York)

Ich danke Herrn Priv. Doz. Dr. K.A. Eberhard für die Anregung und fortwährende Unterstützung dieser Arbeit. Seine tatkräftige Betreuung und seine zahlreichen Anregungen haben zum Gelingen der Arbeit maßgeblich beigetragen.

Herrn Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout danke ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und für die guten Arbeitsbedingungen in seinem Institut.

Weiterhin möchte ich Herrn Dr. A. Weidinger meinen Dank für seine hilfreiche Diskussionsbereitschaft und seine tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Experimente aussprechen. Meinen Mitarbeitern, Herrn Dipl. Phys. J. Stettmeier und Herrn Dipl. Phys. L.N. Wüstefeld, gilt mein Dank für die stets freundschaftliche Hilfe.

Außerdem danke ich Herrn Dr. Kemmer und Frl. Weismann für die Entwicklung der Halbleiterdetektoren, Herrn Dr. H.G. Maier und Frl. Frischke für die Herstellung der Targets und Frau A. Friedrich und Frl. M. Reiter für die Anfertigung und Fotografie der Abbildungen.

L e b e n s l a u f

Am 8. April 1945 wurde ich als Sohn des Verwaltungsangestellten Wilhelm Mathiak und seiner Frau Anni in Bayreuth geboren.

Von 1951 bis 1956 besuchte ich die Volksschule in Bindlach bei Bayreuth und ab 1956 die Oberrealschule in Bayreuth bis zum Abitur im Juni 1965. Danach studierte ich ab November 1965 an der Universität München das Fach Physik und beendete mein Physikstudium im Dezember 1971 mit der Diplomprüfung.

Meine Diplomarbeit in der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München befaßte sich mit dem Nachweis der verschiedenen Reaktionsprodukte bei Schwerionenreaktionen durch Aufbau eines Detektorsystems aus Gas- und Halbleiterzähler.

Im Anschluß an meine Diplomprüfung bin ich seit Januar 1972 als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Kernphysik auf dem Gebiet der Untersuchung von Schwerionenreaktionen beschäftigt, wobei im Rahmen der Dissertation besonders Vier-Nukleonen-Transferreaktionen interessieren.

